Physics

JAN 9 - 1947

Akustische Zeitschrift

im Auftrage der

DEUTSCHEN FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT

unter Mitwirkung der

DEUTSCHEN REICHSPOST und PHYSIKAL.-TECHN. REICHSANSTALT

herausgegeben von

MARTIN GRÜTZMACHER und ERWIN MEYER

1. Helmut Knötzel: Absorption hörbaren Schalles in Luft und ihre Abhängigkeit von Feuchte und Temperatur 245
2. H. O. Kneser: Ein Nomogramm zur Ermittlung des Schallabsorptionskoeffizienten in Luft 256
3. Wolfgang Menzel: Messungen der Hörschwelle und der Trommelfellabsorption an gesunden und kranken Ohren 257
4. H. Jung: Untersuchungen zu den Theorien des Hörens 268
5. Hermann Meinel: Über Frequenzkurven von Geigen 283
6. Patentschau 301
7. Schrifttum 302
8. Mitteilungen des Deutschen Akustischen Ausschusses 305
9. Nachrichten 308

Fünftes Heft Fünfter Jahrgang September 1940

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

Akustische Zeitschrift

Die Zeitschrift erscheint in 6 Heften je Jahrgang. Der Bezugspreis beträgt 10.— RM. je Jahrgang. Von den Originalbeiträgen und zusammenfassenden Berichten stehen den Verfassern 30 Sonderdrucke unberechnet zur Verfügung. Weitere Exemplare werden berechnet und müssen bei Rückgabe der Fahnenkorrekturen bestellt werden

Schriftleitung:

Dr. Martin Grützmacher, Oberregierungsrat und Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Berlin NW. 87, Franklinstr. 22

Professor Dr. Erwin Meyer, Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule, Berlin NW. 87, Franklinstr. 1

Beiträge, sowie alle die Schriftleitung betreffenden Zuschriften werden erbeten an: Dr. Martin Grützmacher, Berlin NW. 87, Franklinstr. 22

WECO-DÄMMSTOFFE-DRP.

gegen Schall jeder Art und Stärke (z. T. auch Wärme) entsprechen den bisherigen Forschungsergebnissen, der neuzeitlichen Technik und den Forderungen der Praxis und Erfahrung und besitzen höchsten Dämmwert, gleichbleibende Dauerwirkung, größte Wirtschaftlichkeit, geringste Baustärke, beste Belastungsfähigkeit und weitgehende Immunität gegenüber allen normalen Einflüssen der Praxis.

Tausendfach bewährte WECO-Schalldämmungen auf Grund 25jähriger Erfahrungen im In- und Ausland, zahllose Referenzen von staatlichen, städtischen, industriellen und sonstigen Bauten und Betrieben über von uns ausgeführte Schall-Dämmungen bei Fußböden, Wänden, Auflagern, Maschinen, Fundamenten usw.

WEISS & CO, LEIPZIG C1 / Weco-Schalldämmungen-DRP.

Dieses Heft enthält einen Prospekt „AEG-Schaltbuchsen mit Federkontakten" der Allgemeinen Elektricitäts-Gesellschaft, Technisch-Physikalische Werkstätten, Berlin N 65, Seestraße 64.

AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Fünftes Heft | Fünfter Jahrgang | September 1940

Absorption hörbaren Schalles in Luft und ihre Abhängigkeit von Feuchte und Temperatur*)

Von Helmut Knötzel

(Mit 14 Textabbildungen)

Einleitung

Schallabsorptionsmessungen in mehratomigen Gasen ergaben, daß die klassische KIRCHHOFFsche Theorie nicht ausreicht, um die gefundenen Werte zu erklären. KIRCHHOFF behandelt das Problem der Schallausbreitung in einem Gase unter Berücksichtigung der inneren Reibung und Wärmeleitung[1]). KNESER zeigt[2]), daß Absorption außerdem durch die verzögerte Einstellung der Schwingungsenergie der Moleküle hervorgerufen wird. Dieser molekulare Anteil übertrifft oft den klassischen um ein Vielfaches.

Die ersten Absorptionsmessungen in Luft wurden 1911 von NEKLEPAJEV bei hohen Frequenzen (100—400 kHz) ausgeführt[3]). Ferner maßen bei hohen Frequenzen PIELEMEYER[4]) und GROSSMANN[5]). Die Abhängigkeit der Schallabsorption in Luft von der Feuchtigkeit ist zuerst von E. MEYER entdeckt worden[6]). Messungen für hörbaren Schall verschiedener Frequenzen in Luft unternahm KNUDSEN[7]). Er fand ein Absorptionsmaximum, das den von KIRCHHOFF berechneten Wert weit übersteigt und sich mit zunehmendem Feuchtigkeitsgehalt nach höheren Frequenzen verlagert. KNESER machte hierfür die molekulare Absorption im Sauerstoff verantwortlich. Ebenfalls für hörbaren Schall bei verschiedenen Feuchtigkeiten und Zimmertemperatur stellte OBERST Messungen in Sauerstoff an[8]). Es mangelt jedoch für Luft an genauen Messungen der Feuchteabhängigkeit.

Die vorliegende Arbeit hat sich zur Aufgabe gestellt, die Schallabsorption in Luft für einen großen Frequenz- und Feuchtebereich (0,6 bis 5 kHz und 0—70% rel. Feuchte) bei Zimmertemperatur und bei 0° C zu untersuchen.

I. Theoretische Grundlagen der Meßmethode

Zur Lösung der gestellten Aufgabe wurde ein Verfahren gewählt, dessen sich OBERST zum erstenmal bedient hat[8]), und das die bisher genauesten Werte für die Absorption von Hörschall in Gasen liefert. Der Grundgedanke ist der folgende: Eine zylindrische Gassäule wird durch eine Kolbenmembran in der einen Stirnfläche in Schwingungen versetzt; ein Kondensatormikrophon in der anderen Stirnfläche mißt über Verstärker, Gleichrichter und Galvanometer die Schalldruckamplitude. In der Nähe der Resonanzstelle wächst diese stark an. Die Breite der Resonanzkurve ist bestimmt durch alle die Schwingung dämpfenden Einflüsse, nämlich Wandbeschaffenheit, innere Reibung

*) D 4, im Auszug vorgetragen auf der Gautagung d. D. Phys. Ges. am 22. Juni 1940 in Bad Nauheim.

[1]) G. KIRCHHOFF, Pogg. Ann. 134 (1868), S. 177.

[2]) H. O. KNESER, J. Acous. Soc. Am. 5 (1933), S. 122; Z. techn. Phys. 16 (1935), S. 213; 19 (1938), S. 486; H. O. KNESER und V. O. KNUDSEN, Ann. Phys. 21 (1934), S. 682; weitere Literatur in den genannten Arbeiten.

[3]) N. NEKLEPAJEV, Ann. Phys. 35 (1911), S. 175.

[4]) W. H. PIELEMEYER, Phys. Rev. 36 (1930), S. 1006.

[5]) E. GROSSMANN, Ann. Phys. 13 (1932), S. 681.

[6]) E. MEYER, Z. techn. Phys. 11 (1930), S. 253.

[7]) V. O. KNUDSEN, J. Acous. Soc. Am. 3 (1931), S. 126; 5 (1933), S. 112.

[8]) H. OBERST, Akust. Z. 2 (1937), S. 76.

und Wärmeleitung des Gases und molekulare Absorption. Die Absorption im freien Gas, die natürlich vorwiegend interessiert, kann dann ermittelt werden, wenn man die durch die Apparatur bedingten Einflüsse empirisch oder theoretisch feststellt.

Die von KIRCHHOFF entwickelte Theorie der Schallausbreitung in Röhren[1]) kann hier unter gewissen Voraussetzungen angewandt werden; z. B., daß die Amplitude der Kolbenmembran klein ist im Vergleich zu der Schallamplitude im Gas, daß keine Rückwirkung der schwingenden Gassäule auf die Kolbenmembran erfolgt (d. h. Konstanz der Amplitude bei konstanter Energiezufuhr auch in den Resonanzstellen), ferner, daß die Membran des Kondensatormikrophons als starre Wand angesehen werden darf, usw. Daß diese Voraussetzungen erfüllt sind, wurde von OBERST, mit dessen Apparatur die meinige in den hier wesentlichen Punkten übereinstimmt, durch eingehende Versuche bewiesen.

Die Schalldruckamplitude am Rohrende ($\mathfrak{p}_e$) hängt nach KIRCHHOFF in der Nähe der Resonanzstellen, wo sie überhaupt nur meßbare Werte annimmt, von der Frequenz folgendermaßen ab:

$$(1) \qquad |\mathfrak{p}_e| = \frac{\frac{\varrho_0\, a\, V}{l}}{\sqrt{\beta_0^2 + (\Delta k)^2}}$$ [9])

ϱ_0 = Gasdichte,

$a = \sqrt{\gamma \cdot \frac{p_0}{\varrho_0}}$ = Schallgeschwindigkeit nach LAPLACE,

V = Schnelleamplitude,

l = Länge der Gassäule,

$\Delta k = \frac{2\pi \Delta f}{a}$ (die Frequenzen f in der Umgebung der Resonanzstellen f_0 sind gegeben durch $f = f_0 \pm \Delta f$).

β_0 bedeutet den Wert, den eine Konstante β bei der betreffenden Resonanzfrequenz annimmt, und β ist seinerseits definiert durch den Ansatz für die Axialkomponente v_x der Schnelle:

$$v_x = (B_1 e^{\gamma x} + B_2 e^{-\gamma x})\, e^{i\omega t}$$

(B_1 und B_2 sind willkürliche komplexe Konstanten), $\gamma = \beta + i\alpha$. β stellt also den Absorptionskoeffizienten der Schnelle pro cm dar, der in dem verhältnismäßig engen Frequenzbereich der Resonanzstellen als frequenzunabhängig angesehen werden kann.

Die Halbwertbreite der durch Gl. (1) beschriebenen Resonanzkurve des Schalldruckes am Rohrende ist definiert durch $\delta = |f_1 - f_2|$, f_1 und f_2 bedeuten die Frequenzen in der Umgebung der Resonanzfrequenz f_0, für die $|\mathfrak{p}_{e_\delta}|^2 = {}^1/_2\, |\mathfrak{p}_{e_{res}}|^2$ ist. δ ist in allen vorkommenden Fällen klein gegenüber f_0; daher kann stets die nur in unmittelbarer Nähe der Resonanzstelle gültige Formel (1) zugrunde gelegt werden.

Gl. (1) liefert für:

$$\Delta f = \Delta k = 0 \qquad |\mathfrak{p}_e| = |\mathfrak{p}_{e_{res}}| = \frac{\varrho_0\, a\, V}{l\, \beta_0}$$

$$\Delta f = \frac{\delta}{2} \qquad |\mathfrak{p}_e| = |\mathfrak{p}_{e_\delta}| = \frac{\frac{\varrho_0\, a\, V}{l}}{\sqrt{\beta_0^2 + \left(\frac{\pi\delta}{a}\right)^2}}.$$

Da $\left|\frac{\mathfrak{p}_{e_{res}}}{\mathfrak{p}_{e_\delta}}\right|^2$ laut Definition von δ gleich 2 ist, so folgt

$$\beta_0 = \frac{\pi\delta}{a},$$

oder unter Einführung des Absorptionskoeffizienten der Energie $m_0 = 2\beta_0$

$$(2) \qquad m_0 = \frac{2\pi\delta}{a}$$

II. Experimentelles[10])

1. Resonanzrohr mit Schallsender und Mikrophon

Die Schaltung der benutzten Apparatur zeigt Abb. 1.

Die Messungen wurden ausgeführt in einem 56 cm langen und glatten Messingrohr vom Radius 4 cm und einer Wandstärke von 0,5 cm. Schallsender und Kondensatormikrophon wurden bis auf geringfügige Abänderungen der Anordnung von OBERST nachgebildet, nur wurde das Rohr senkrecht angeordnet.

[9]) OBERST gibt eine besonders kurze und übersichtliche Ableitung dieser Formel; die Bezeichnungen sind hier dieselben wie dort.

[10]) Einige Teile der Apparatur (z. B. Rohr mit Schallsender und Mikrophon) waren bereits fertiggestellt, als der Verfasser diese Arbeit aufnahm.

Das Rohr mit Schallsender und Mikrophon wurde in eine Vakuumapparatur eingebaut (s. Abb. 2). Als äußerer Mantel diente ein Messingrohr vom Radius 11 cm und einer Wandstärke von 0,25 cm,

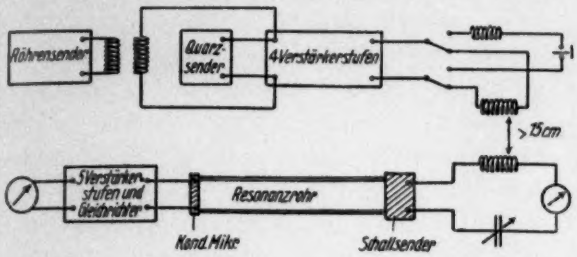


Abb. 1. Apparatur zur Messung der Schallabsorption

auf das oben und unten Flansche aufgelötet waren. Den Abschluß des äußeren Rohres bildeten zwei Eisenplatten von 1 cm Stärke, durch die die Zuleitungen mit Hilfe von Glasschliffen durchgeführt wurden. Als Dichtungen zwischen Messingrohr und Eisenplatten dienten 3 mm starke Gummiringe, die

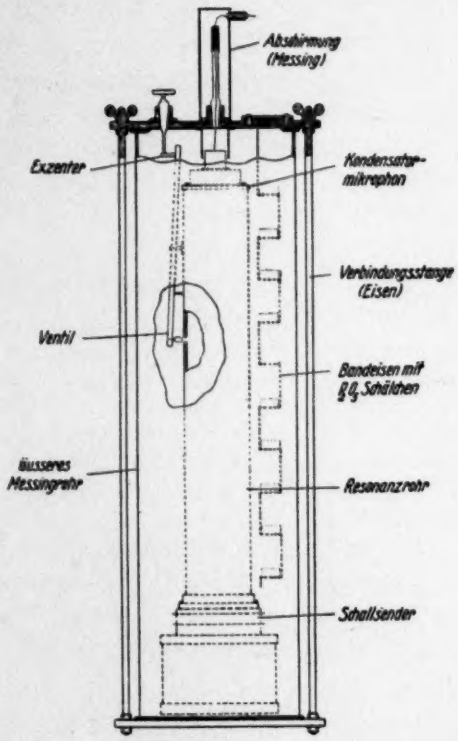


Abb. 2. Das Resonanzrohr in der Vakuumapparatur

auf beiden Seiten noch eine dünne Schicht Apiezonwachs erhielten. Durch zwölf eiserne Verbindungsstangen mit Gewinde und Muttern wurden Grund- und Deckplatte fest aufgepreßt. Am oberen Teil des Resonanzrohres befindet sich ein Ventil, das beim Evakuieren und Füllen des Rohres geöffnet, bei den Messungen geschlossen sein muß. Der Abschluß an der Innenfläche ist praktisch fugenlos. Das Ventil kann von außen durch eine exzentrische Scheibe betätigt werden.

Zwecks Konstanthaltung der Temperatur wurde die gesamte Anordnung an vier kräftigen Haken in ein wassergefülltes Blechgefäß gehängt, das dick mit Watte umkleidet war. Für die Messung bei 0° C wurde dieses bis über die obere Eisenplatte hinaus mit schmelzendem Eis gefüllt.

Den Schall erzeugt ein Schallsender mit einer Schwingspule, die in den Ringspalt eines permanenten Topfmagneten eintaucht. Als Kolbenmembran dient eine 18 mm dicke Messing-Kreisscheibe (Masse 420 g). Sie wird durch zwei 0,5 mm starke Bronzebleche gehalten, die in der aus Abb. 3 zu ersehenden Weise eingespannt sind. Das Resonanzrohr ist gegen den Schallsender durch einen 3 mm starken Gummiring abgefedert. Fugen an der Gummidichtung wurden mit Apiezonwachs ausgefüllt.

Den Wechselstrom für die Schwingspule des Schallsenders liefert ein Röhrensender. Der Schallsenderstromkreis wird induktiv mit dem verstärkten Wechselstrom des Tonsenders gekoppelt (s. Abb. 1). Die durch die Verstärkung entstandenen Obertöne werden durch Siebung wieder herausgebracht, indem die Selbstinduktion des Schallsenderstromkreises und

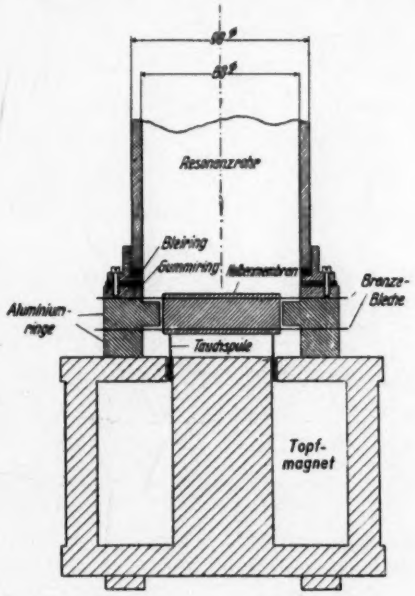


Abb. 3. Der Schallsender

eine variable Kapazität auf die jeweils benutzte Frequenz abgestimmt werden. Man hat hierbei darauf zu achten, daß die Kopplung der beiden Spulen möglichst lose gemacht wird. Bei zu fester Kopplung wird die Resonanzabstimmung infolge von Zieherscheinungen unmöglich. Deshalb wurde ein

Kopplungsabstand von 15 cm niemals unterschritten, was sich als ausreichend erwies.

Das Kondensatormikrophon[11]) arbeitet in Niederfrequenzschaltung[12]) auf fünf Verstärkerstufen und Diodengleichrichter. Verstärker und Gleichrichter wurden in der aus Abb. 4 ersichtlichen Weise für verschiedene Frequenzen geeicht. Daß die vom Kondensatormikrophon erzeugte Spannungsamplitude proportional der Schalldruckamplitude ist, wurde angenommen, da OBERST dies bei seiner fast gleichen Apparatur eingehend untersucht und bestätigt gefunden hat. (Weiteren Beleg hierfür s. Abschnitt 4.)

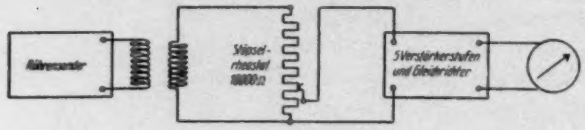


Abb. 4. Schaltschema zur Linearitätsprüfung von 5fach Verstärker und Gleichrichter

2. Tonsender und Frequenzmesser

Der Schallsender wurde mit einem Röhrensender betrieben, ähnlich dem von GRÜNEISEN und MERKEL beschriebenen[13]). Seine Frequenz kann außerordentlich konstant gehalten werden (Frequenzänderung während einer Minute $< 1 \cdot 10^{-6}$) und wird aus der Größe der Kapazität seines Schwingungskreises mittels einer halbempirischen Formel auf $1 \cdot 10^{-4}$ genau ermittelt[14]). Zur Eichung und Kontrolle des Tonsenders dient dabei ein 100 kHz Frequenznormal (quarzgesteuerter elektrischer Schwingungskreis)[15]), dessen Schwebungen mit der Senderfrequenz am Telephon abgehört werden können (s. Abb. 1).

Die Spitzen der Resonanzkurven lassen sich auf $^1/_{10000}$ der Frequenz genau einstellen. Somit ist es möglich, bei hinreichend genauer Temperaturmessung, die relative Schallgeschwindigkeit in einem Gase, zugleich mit der Absorption aus den Resonanzfrequenzen auf etwa $2 \cdot 10^{-4}$ zu bestimmen. Von dieser Möglichkeit wird jedoch im Rahmen der vorliegenden Arbeit noch kein Gebrauch gemacht.

3. Gasfüllung und Feuchtebestimmung

Vor Beginn der Messung wurde das Rohr evakuiert bis zu einem Druck von weniger als 1 mm Hg, und durch mehrstündiges Stehenlassen in diesem Zustande die Dichtigkeit der Apparatur geprüft. Danach wurde das zu untersuchende Gas langsam eingelassen. Die endgültige Füllung erfolgte erst nach zweimaligem Spülen des Rohres. Die einströmende Luft wurde mittels Natronkalk von CO_2 befreit und mittels Schwefelsäure und Phosphorpentoxyd getrocknet. Eine vollständig trockene Gasfüllung war jedoch ohne Trockenvorrichtung im Rohr nicht zu erreichen. Selbst durch fünf- bis sechsmaliges Abpumpen und Füllen mit trockener Luft während mehrerer Tage ließ sich die Wasserhaut von den Wänden nicht vollständig entfernen. Dies konnte einwandfrei geschlossen werden aus der zu großen Absorption und der schlechten Reproduzierbarkeit der Werte bei verschiedenen Füllungen, denn wie sich später herausstellt, nimmt gerade bei kleinen Feuchtigkeiten die molekulare Absorption merkliche Werte an.

Eine wirksame Trocknung wurde folgendermaßen erzielt. Der obere Eisendeckel erhielt eine dicht verschließbare Öffnung (⌀ 35 mm). Durch diese wurde ein Bandeisen mit zehn kleinen Glasschalen mit P_2O_5 versenkt (s. Abb. 2). Die Trockenvorrichtung ließ sich innerhalb weniger Minuten ein- und ausbauen.

Zur Herstellung einer Luftfüllung bestimmter Feuchte wurde ein Teil der Füllung abgepumpt und dann durch eine Waschflasche mit Wasser wieder eingesaugt.

Bei den Messungen bei 0° C erwies es sich, um Übersättigung und Kondensation bei Eintritt in das Rohr zu vermeiden, als zweckmäßig, die einströmende Luft durch Schwefelsäure bestimmter Konzentration zu leiten, die so eingestellt wird, daß die durch die Luft mitgeführte Feuchtigkeit gerade etwas unter der Sättigungsmenge bei 0° C bleibt[16]).

[11]) Für eingehende Angaben zur Konstruktion des Kondensatormikrophons bin ich Herrn Prof. E. MEYER, Berlin, sehr zu Dank verpflichtet.

[12]) E. MEYER, Hdb. Exp.-Phys. XVII. 2 (1934), S. 82.

[13]) E. GRÜNEISEN und E. MERKEL, Z. Phys. 2 (1920), S. 277.

[14]) H. O. KNESER und H. KNÖTZEL, Z. techn. Phys. 20 (1939), S. 242.

[15]) Hergestellt von der Firma Steeg u. Reuter, Homburg v. d. H.

[16]) R. KEMPF, Z. Instrumentenkde. 37 (1917), S. 193.

Die Feuchtebestimmungen wurden unmittelbar im Anschluß an die Absorptionsmessungen vorgenommen. Dazu wurden aus der Gesamtapparatur, die etwa 30 l faßt, ungefähr 1,5 l über drei $CaCl_2$-gefüllte Röhrchen und eine Waschflasche mit Schwefelsäure in einen Gasometer abgesaugt. Nur diejenigen Messungen wurden zugelassen, bei denen sich das Gewicht des zweiten Röhrchens vor- und nachher um weniger als $0{,}2 \cdot 10^{-3}$ g (entsprechend 0,1 g/m³) unterschied. Das dritte Röhrchen und die Waschflasche verhinderten das Zurückdiffundieren von Feuchtigkeit aus dem Gasometer.

Die Röhrchen wurden auf 0,1 mg genau gewogen. Aus der Gewichtskonstanz des zweiten Röhrchens läßt sich auf die Genauigkeit der Methode schließen. Außerdem wurden wiederholt Messungen an gesättigter Luft ausgeführt. Aus beiden Befunden läßt sich auf einen maximalen Fehler in der Bestimmung der absoluten Feuchtigkeit von $\pm$ 0,1 g/m³ schließen.

4. Die Bestimmung der Halbwertbreiten

Die eigentliche Messung der Schallabsorption, d. h. der Breite der Resonanzmaxima, vollzieht sich folgendermaßen:

Zunächst wird durch grobes Verändern der Frequenz mittels des Glimmerkondensators das zu untersuchende Maximum aufgesucht. Dann wird mit Hilfe des Drehkondensators die Spitze möglichst eng eingegabelt und der Mittelwert der Einstellungen am Kondensator (C_{max}) abgelesen. Danach wird durch stärkeres Variieren des Drehkondensators der Galvanometerausschlag auf den oben definierten Halbwert gebracht, der dem eben abgelesenen Maximalausschlag entspricht, und die Kapazität (C_1) abgelesen. Nachdem dasselbe auf der anderen Seite des Maximums geschehen ist (C_2), werden nochmals die Kondensatorstellung und der Galvanometerausschlag im Maximum geprüft.

Die Frequenz des Senders läßt sich errechnen aus der Kapazität des Schwingungskreises nach der Formel

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{L\,(C + k)}}, \tag{3a}$$

L ist der Selbstinduktionskoeffizient der Spule und k eine empirische Konstante, die im wesentlichen gleich der Spulenkapazität ist. Daraus folgt für kleine Frequenzintervalle

$$\Delta f \cong -\frac{f\ \Delta C}{2\,(C + k)}, \quad \Delta C = C_1 - C_2. \tag{3b}$$

Da die Breite der Resonanzkurven nur wenige Hz beträgt, ist die Anwendung der Näherungsformel bei der durch die anderen Versuchsbedingungen gegebenen Meßgenauigkeit stets erlaubt (der durch die Näherungsformel gemachte Fehler beträgt bei den vorliegenden Messungen etwa 0,2—0,3%).

Zur Prüfung, ob die so bestimmten Δf-Werte tatsächlich der akustischen Dämpfung entsprechen, wurden in Vorversuchen beiderseits des Maximums die Galvanometerausschläge (i) in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen. Wenn tatsächlich, wie vorausgesetzt, die vom Kondensatormikrophon gelieferte Spannungsamplitude (e) dem Schalldruck (p_e) proportional ist und die Amplitude der Kolbenmembran auch im Resonanzmaximum frequenzunabhängig ist, so muß sich, wenn man aus den abgelesenen i mittels der Eichkurve die dazu gehörigen e ermittelt und $\left(\frac{e_{max}}{e}\right)^2$ als Funktion von $(\Delta f)^2$ aufträgt, nach Gl. (1) eine gerade Linie ergeben, wie das z. B. Abb. 5 zeigt.

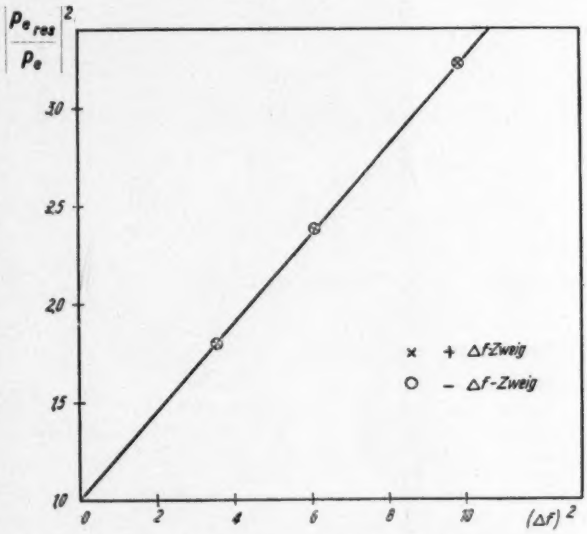


Abb. 5. Beispiel einer quadratisch aufgetragenen Resonanzkurve

Knicke in der Kurve, bzw. systematische Abweichungen zwischen den Punkten, die unterhalb und oberhalb des Maximums liegen, weisen auf Störungen hin, die praktisch in allen Fällen in Resonanzen des Rohres zu suchen sind (bei höheren Frequenzen zeigen sich auch Störungen durch das Nebenspektrum (s. Abb. 6). Solche Maxima sind zur Auswertung unbrauchbar. Bei den einzelnen Messungen wurde zwar nicht die Geradlinigkeit der ganzen Kurve geprüft, aber in jedem Fall die Symmetrie kontrolliert, d. h. $C_1 - C_{max} = C_{max} - C_2$. Differierten die Werte um mehr als 4%, so wurde die Messung verworfen.

Die nach diesem Verfahren[17]) bestimmten Halbwertbreiten waren stets auf $\pm 2\%$ zu reproduzieren.

III. Meßergebnisse

Abb. 6 zeigt das in Luft zwischen 900 und 6300 Hz aufgenommene Gesamtspektrum[18]). Man sieht die durch axiale Schwingungen erzeugten, den harmonischen Eigentönen des Rohres zukommenden, Resonanzen (die Grundfrequenz des Rohres ist etwa 303 Hz).

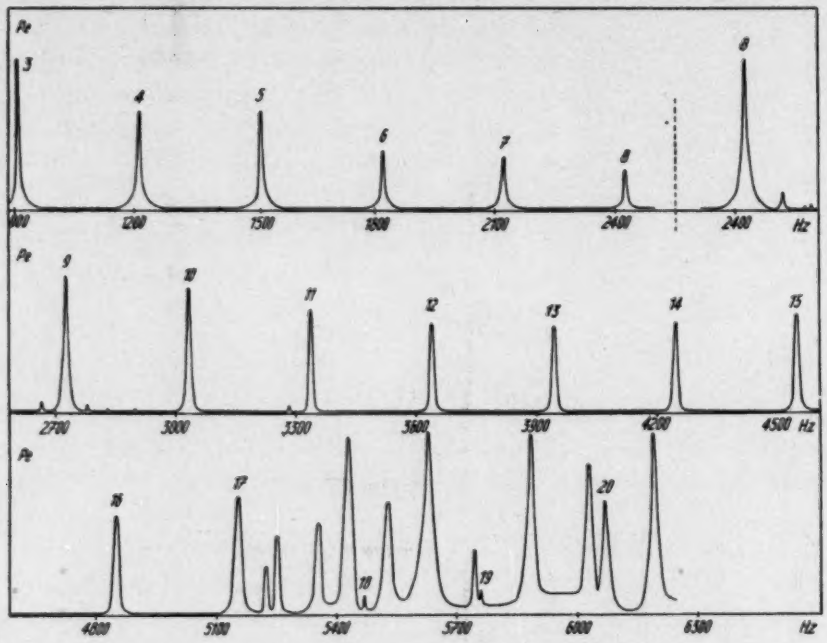


Abb. 6. Gesamtspektrum in Luft

Die kleinen Spitzen zwischen 2400 und 3000 Hz sind wahrscheinlich auf Eigenschwingungen des Rohres zurückzuführen. Bei $n = 17$ beginnt die erste Reihe von unharmonischen Tönen. Diese Töne entstehen durch radial gerichtete Schwingungen des Gases. Die beobachteten Frequenzen dieses „ersten Nebenspektrums" wurden in sehr guter Übereinstimmung mit der THIESENschen Formel[19]) gefunden.

Von $n = 17$ bis $n = 34$ wurden alle harmonischen Resonanzen durchgemessen, jedoch war infolge Überlagerung durch das Nebenspektrum keine reinsymmetrische dabei zu finden. Hier ist also den Schallabsorptionsmessungen bei dem Rohrradius von 4 cm eine obere Grenze gesetzt. Die untere Grenze liegt bei etwa $n = 3$. Bei kleineren Frequenzen muß der Schallwiderstand an der Sendermembran berücksichtigt werden. Er kann so große Beträge annehmen, daß eine merkliche Rückwirkung des Schalles auf die Membran erfolgt. Bei Frequenzen oberhalb 700 Hz wird die Rückwirkung unmerklich.

1. Messungen in Stickstoff

Zur Prüfung der Apparatur wurden zunächst einige Messungen in gereinigtem Stickstoff angestellt, der sich hierfür besonders eignet, weil wegen der sehr kleinen Schwingungswärme keine merkliche molekulare Absorption auftreten kann, die infolge ihrer Abhängigkeit von geringfügigen Verunreinigungen einen nicht vorauszusehenden Einfluß auf die Gesamtabsorption haben würde. Auf diese Weise läßt sich die Gültigkeit der KIRCHHOFFschen Formeln beim Stickstoff überprüfen.

Die Halbwertbreite der Resonanzkurve des Schalldruckes am Rohrende ergibt sich folgendermaßen:

Nach KIRCHHOFF ist

$$\beta = \frac{1}{ar}\sqrt{\frac{\omega}{2}}\sqrt{\frac{\eta}{\varrho_0}}$$ [20])

(r = Rohrradius, ω = Kreisfrequenz, η eine von innerer Reibung und c_p/c_v abhängige Größe).

In den Resonanzstellen ist

$$\beta_0 = \frac{1}{ar}\sqrt{\pi n f_g}\sqrt{\frac{\bar{\eta}}{\varrho_0}}$$

(f_g bedeutet die Grundfrequenz des Rohres).

[17]) Das Verfahren ist bei der außerordentlich hohen Definiertheit und Konstanz der Tonsenderfrequenz dem von OBERST benutzten Relaisfrequenzmesser an Genauigkeit und Schnelligkeit überlegen.

[18]) Bei der Aufnahme wurde nicht auf konstanten Strom im Schallsenderkreis geachtet, den unregelmäßig wechselnden Höhen der einzelnen Spitzen ist also keine Bedeutung beizumessen; bei $n = 8$ Maßstabsänderung.

[19]) M. THIESEN, Ann. Phys. 24 (1907), S. 432.

[20]) Siehe auch H. OBERST, Akust. Z. 2 (1937), S. 87.

Dann wird nach Gl. (2)

$$\delta = \frac{a\,\beta_0}{\pi} = \frac{1}{r\sqrt{\pi}}\sqrt{n \cdot f_g}\cdot\sqrt{\frac{\eta}{\varrho_0}}$$

$$\delta = c\sqrt{\frac{f_g}{p_0}}\cdot\sqrt{n}\,, \tag{4}$$

wobei $c = \frac{1}{r\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{\eta}{\varrho_0}}\sqrt{p_0}$ druckunabhängig ist.

Für die zu untersuchenden Gase und deren Temperaturen sind die berechneten Werte für c in der folgenden Tabelle zusammengestellt[21]):

Tabelle 1

Gas	Temp. [°C]	$c\left[\left(\frac{\text{mm Hg}}{\text{sec}}\right)^{\frac{1}{2}}\right]$
N_2	20	2,20
Luft	20	2,22
„	0	2,08

Trägt man δ als Funktion von $\sqrt{n}$ auf (s. Abb. 7), so ergibt sich tatsächlich bis etwa $n = 12$ ein geradliniger Verlauf in Übereinstimmung mit der Formel (4). Abweichend verhalten sich nur die Punkte $n = 13$ bis 16. Eine Erklärung dafür ist bisher nicht gefunden worden.

Solche Meßreihen wurden für insgesamt acht Drucke durchgeführt und aus der Neigung der erhaltenen Geraden die Konstante $c = c_{beob.}$ ermittelt. Diese Werte konnten an verschiedenen Tagen und in verschiedenen Füllungen auf 1% reproduziert werden. $c_{beob.}$ kommt größer heraus als $c_{Kirchh.}$. Ferner zeigt sich, entgegen den KIRCHHOFFschen Ergebnissen, daß $c_{beob.}$ mit dem Druck abnimmt (vgl. Abb. 8), aber auch bei den kleinsten gemessenen Drucken ($\sim$ 150 mm Hg) noch 10% über dem KIRCHHOFFschen Wert liegt.

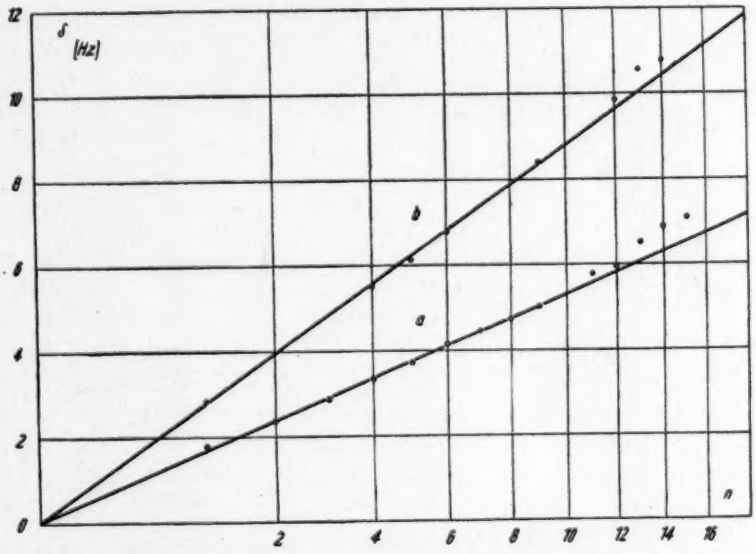


Abb. 7. Die Halbwertbreiten δ in Stickstoff ($t = 19°$ C) bei den Drucken (a) 736 mm und (b) 235 mm

2. Messungen in trockener Luft

In trockener Luft bei Zimmertemperatur gleichen die Kurven $\delta = f(n)$ vollkommen denen beim N_2, von molekularer Absorption ist nichts zu erkennen, was auch nach den früheren Messungen zu erwarten war.

In Abb. 9 sind wieder die aus den einzelnen Meßreihen ermittelten $c_{beob.}$ aufgetragen; die Abhängigkeit vom Druck ist praktisch die gleiche wie beim Stickstoff.

In trockener Luft bei 0° C wurden vier Meßreihen durchgeführt. Auch hier wurde ebenfalls noch keine molekulare Absorption gefunden. Die $c_{beob.}$ sind in Abb. 9 eingetragen. Auch bei 0° C zeigt sich die gleiche Druckabhängigkeit wie bei Zimmertemperatur.

Eine Erklärung für die Druckabhängigkeit des c ist bis jetzt noch nicht gefunden worden. Sie ist auch für die folgenden Messungen in feuchter Luft nicht von Wichtigkeit, da es hierbei nicht auf den Absolutwert der Halbwertbreite ankommt, sondern nur auf deren Vergrößerung durch den molekularen Anteil der Absorption.

3. Messungen in feuchter Luft

Bei Zimmertemperatur wurden Absorptionsmessungen bei elf verschiedenen Feuchtigkeiten durchgeführt. Eine Auswahl daraus zeigt Abb. 10. Die Geraden sind auf Grund der ge-

[21]) Berechnet nach LANDOLT-BÖRNSTEIN, Physikalisch-Chemische Tabellen, Bd. 1, 1923.

nannten Vorversuche in trockener Luft gezeichnet. Eine Vergrößerung der Absorptionswerte zeigt sich besonders bei kleinen Feuchtegehalten. Bei mehr als 8 g/m³ (~ 50% rel. F.) ist die

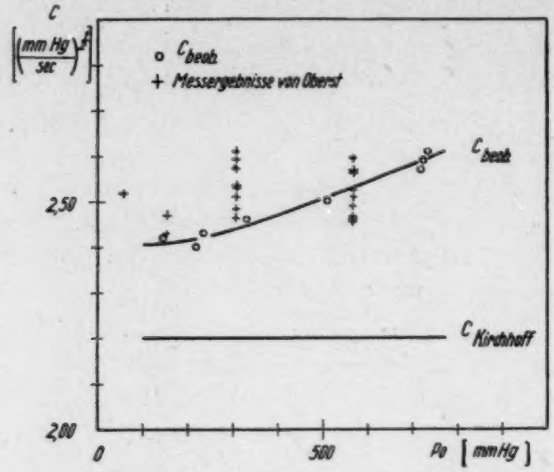


Abb. 8. Druckabhängigkeit der Größe c in Stickstoff ($t = 20^0$ C)

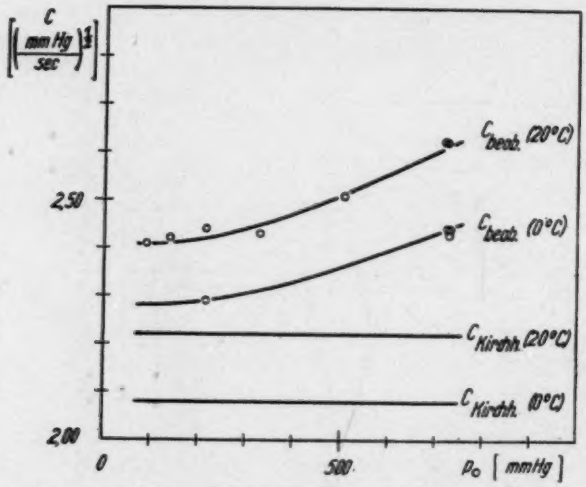


Abb. 9. Druckabhängigkeit der Größe c in trockener Luft ($t = 20^0$ C und 0^0 C)

Schallabsorption in dem gemessenen Frequenzbereich (600—3600 Hz) praktisch wieder gleich der in trockener Luft.

Von etwa 75% rel. F. an zeigt das Galvanometer ruckartig unregelmäßige Ausschläge. Diese sind zurückzuführen auf Isolationsstörungen durch Wasserhautbildung im Kondensatormikrophon. Beim Verringern der Feuchte wird der Galvanometerausschlag wieder konstant.

Bei 0^0 C wurde die Absorption bei sechs verschiedenen Feuchtigkeiten gemessen. Es ergab

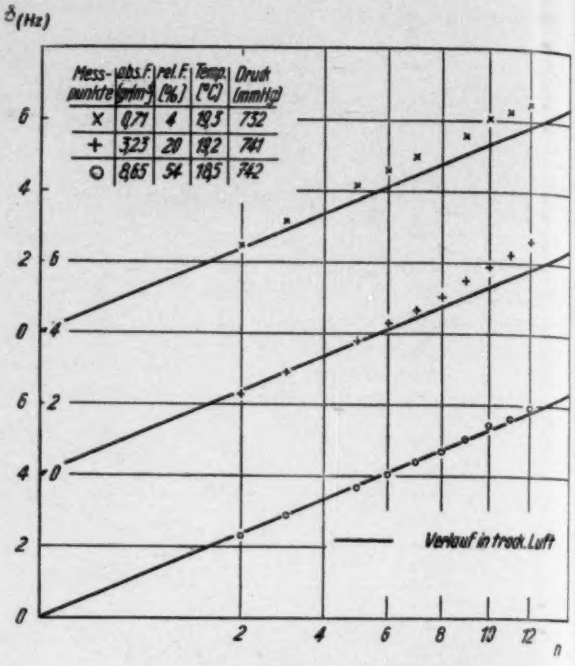


Abb. 10. Messungen in feuchter Luft bei Zimmertemperatur

sich qualitativ das gleiche Bild wie bei 20° C. Die Ergebnisse werden im nächsten Abschnitt erörtert.

IV. Die molekulare Absorption und ihre Deutung

Die Vergrößerung der Schallabsorption infolge von Wasserdampfzusätzen ist, wie bereits erwähnt, zurückzuführen auf molekulare Absorption, deren Ursache darin zu suchen ist, daß H_2O-Moleküle die sonst sehr langsam verlaufende Einstellung des thermischen Gleichgewichts zwischen schwingenden und nichtschwingenden O_2-Molekülen dermaßen beschleunigen, daß die Einstelldauer von der Größenordnung der Schallschwingungsdauer und nahe bei Sättigung sogar klein gegen diese wird. Da der molekulare Anteil bei freier Schallausbreitung die anderen Absorptionseinflüsse überwiegt, soll er im folgenden näher untersucht werden.

Da sich bei nicht zu starker Absorption der molekulare Anteil den anderen Absorptionseinflüssen additiv überlagert[22]), kann die Abweichung der Meßpunkte in feuchter Luft (δ_{H_2O})

[22]) H. L. Saxton, J. chem. Phys. 6 (1938), S. 30.

von denen in trockener Luft ($\delta_{trock.}$) direkt als molekulare Absorption gedeutet werden ($\delta_{H_2O} - \delta_{trock.} = \delta_{mol.}$).

Zweckmäßig definiert man die Absorption durch den Absorptionskoeffizienten pro Wellenlänge μ:

$$J_x = J_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\lambda} x}$$

(J_x = Intensität der ebenen Schallwelle am Ort x; λ = Schallwellenlänge). Für μ ergibt sich mit Hilfe von Gl. (2):

$$\mu = m \cdot \lambda = \frac{2\pi\delta}{a} \cdot \lambda = \frac{2\pi\delta}{n \cdot f_g}. \tag{5}$$

Es ist dann

$$\mu_{mol.} = \frac{2\pi\delta_{mol.}}{n \cdot f_g} \tag{6}$$

direkt aus den Messungen berechenbar.

Nun kann ganz allgemein gezeigt werden[23] [24]), daß Einstellvorgänge von der geschilderten Art in Gasen eine Schallabsorption bewirken, die nach der folgenden Formel von der Frequenz abhängt:

$$\mu_{mol.} = 2\pi \frac{R \cdot C_i}{C(R+C)} \cdot \frac{k\omega}{k^2+\omega^2} \tag{7}$$

(R bedeutet die Gaskonstante pro Mol, C die spezifische Wärme der Freiheitsgrade der Translation und Rotation, C_i diejenige der Schwingungsfreiheitsgrade, beide bei konstantem Volumen, ω die Kreisfrequenz der Schallwelle, $1/k$ gibt die Lebensdauer der Schwingungsquanten an). Trägt man μ als Funktion von $\log\omega$ auf, so ergibt sich eine symmetrische Glockenkurve mit einer Halbwertbreite von 3,8 Oktaven und einem Maximum von der Höhe

$$\mu_{max} = \frac{\pi R C_i}{C(R+C)} \tag{8}$$

bei der Frequenz

$$\omega_{max} = k.$$

Für Gase mit bekannten Schwingungswärmen läßt sich μ_{max} ohne weiteres angeben. Für Luft, d. h. einem Gemisch aus 21% O_2 ($C_i = 0{,}0575$ für 20° C, $C_i = 0{,}0388$ für 0° C) und 78% N_2 ($C_i = 0{,}0027$ bzw. 0,0014) ergibt sich so:

$$\mu_{max} = 21{,}8 \cdot 10^{-4} \text{ bei } 20^0\,\text{C},$$
$$= 14{,}7 \cdot 10^{-4} \text{ bei } 0^0\,\text{C}.$$

[23]) H. O. Kneser, Z. techn. Phys. 16 (1935), S. 213.

[24]) H. O. Kneser, Ann. Phys. 32 (1938), S. 277.

In logarithmischer Darstellung $\mu = f(\log\omega)$ bestimmt ω_{max} lediglich den Abszissenwert des Absorptionsmaximums, während die Gestalt der Kurve davon unabhängig ist. Im Prinzip läßt sich also aus zwei gemessenen μ-Werten f_{max} ermitteln, indem man eine Kurve von der durch Formel (7) gegebenen Gestalt und der durch μ_{max} gegebenen Gipfelhöhe durch die Punkte hindurchlegt und den Abszissenwert des μ_{max} abliest.

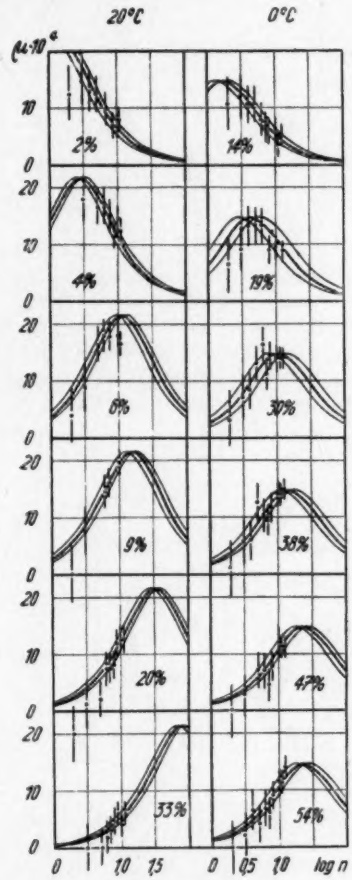


Abb. 11. Molekulare Absorption pro Wellenlänge in Luft (Zimmertemperatur und 0° C) bei den angegebenen rel. Feuchtigkeiten

Tatsächlich ist auch bei der hier vorliegenden großen Zahl von μ-Werten, wegen ihren beträchtlichen Fehlergrenzen die Ermittlung von f_{max} in vielen Fällen ziemlich unsicher. Sie ist in Abb. 11 durchgeführt. Die stark ausgezogene Kurve gibt den wahrscheinlichsten Verlauf an, die dünn ausgezogenen Kurven sind im Bereich des Möglichen verschoben und man hat damit

eine Fehlerangabe für die f_{max}-Werte (die eingetragenen Fehlergrenzen für μ ergeben sich durch Annahme eines Fehlers von $\pm 2\%$ bei der Bestimmung der Halbwertbreiten δ). Die

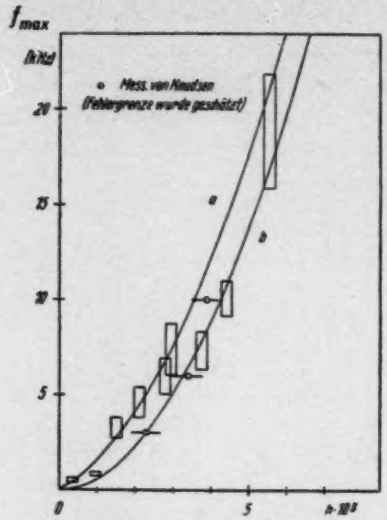


Abb. 12. Abhängigkeit der Frequenz maximaler Absorption von der H_2O-Konzentration bei Zimmertemperatur (19° C)
a) $f_{max} = 1{,}0 \cdot (h \cdot 10^3) + 0{,}50 \cdot (h \cdot 10^3)^2$
b) $f_{max} = 0{,}55 \cdot (h \cdot 10^3)^2$

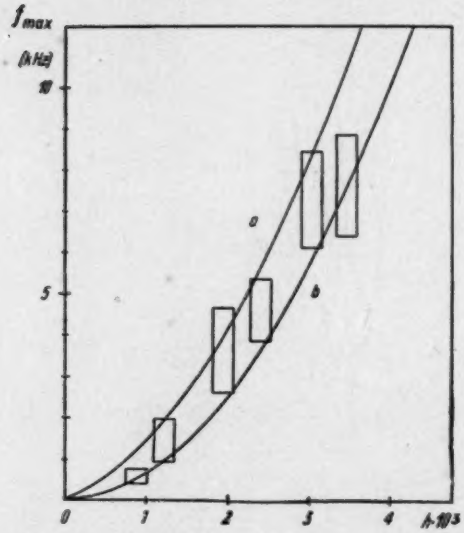


Abb. 13. Abhängigkeit der Frequenz maximaler Absorption von der H_2O-Konzentration bei 0° C
a) $f_{max} = 0{,}8 \cdot (h \cdot 10^3) + 0{,}65 \cdot (h \cdot 10^3)^2$
b) $f_{max} = 0{,}63 \cdot (h \cdot 10^3)^2$

Frequenzen maximaler Absorption sind in den Tab. 2 und 3 angegeben und als Funktion der H_2O-Konzentration h (Verhältnis der Molekülzahl des Wassers zu der der Luft) in Abb. 12 und 13 aufgetragen, wobei gleichzeitig die Fehlergrenze der Feuchtebestimmung berücksichtigt ist. In Abb. 12 sind auch einige Messungen bei Zimmertemperatur von KNUDSEN[7]) mit aufgenommen.

Tabelle 2

Meßergebnisse in feuchter Luft (Zimmertemp.)

Messung	rel. F. %	$h \cdot 10^3$ $\pm 0{,}14 \cdot 10^3$ *)	log n	f_{max} [kHz]
1	2	0,37	0,10—0,26	0,38— 0,55
2	4	0,97	0,38—0,50	0,73— 0,96
3	6	1,53	0,95—1,10	2,70— 3,82
4	9	2,12	1,10—1,25	3,82— 5,39
5	12	2,79	1,22—1,36	5,03— 6,94
6	12	2,93	1,30—1,46	6,05— 8,74
7	17	3,74	1,32—1,44	6,33— 8,35
8	20	4,42	1,48—1,56	9,15—11,0
9	27	5,56	1,72—1,86	15,9 —21,9
10	33	7,22	1,90—2,05	24,1 —34,0
11	35	7,36	1,90—2,06	24,1 —34,8

*) entspricht $\pm 0{,}1$ g/m³.

Tabelle 3

Meßergebnisse in feuchter Luft (0° C)

Messung	rel. F. %	$h \cdot 10^3$ $\pm 0{,}13 \cdot 10^3$	log n	f_{max} [kHz]
1	14	0,89	0,20—0,34	0,40—0,74
2	19	1,23	0,50—0,82	0,93—1,94
3	30	1,95	0,95—1,20	2,61—4,65
4	38	2,39	1,12—1,26	3,86—5,33
5	47	3,03	1,32—1,46	6,12—8,45
6	54	3,44	1,34—1,48	6,41—8,83

Die Abhängigkeit der Frequenz maximaler Absorption von dem Feuchtigkeitsgehalt läßt sich durch eine quadratische Formel darstellen von der Form:

$$(9) \qquad f_{max} = \alpha (h \cdot 10^3) + \beta (h \cdot 10^3)^2 .$$

Aus den Messungen ergeben sich für die Konstanten die folgenden Werte:

$$\left.\begin{array}{r} 0 < \alpha < 1{,}0 \\ 0{,}50 < \beta < 0{,}55 \end{array}\right\} \text{für } 20^0\,\text{C},$$

$$\left.\begin{array}{r} 0 < \alpha < 0{,}8 \\ 0{,}63 < \beta < 0{,}65 \end{array}\right\} \text{für } 0^0\,\text{C}.$$

β läßt sich also ziemlich genau festlegen. Die mit diesen Konstanten berechneten Kurven sind in die Abb. 12 und 13 eingetragen worden. Ob die Gl. (9) noch ein konstantes Glied enthält,

läßt sich aus den Kurven nicht einwandfrei ersehen; den Betrag 500 Hz kann es jedoch keinesfalls übersteigen[25]).

V. Absorption des Schalles in feuchter Luft bei freier Ausbreitung

Bei freier Ausbreitung wird die Schallabsorption, wie bereits erwähnt, vorwiegend durch die molekulare Absorption bestimmt. Die Energieverluste durch innere Reibung, Wärmeleitung und Wärmestrahlung haben an dem Absorptionskoeffizienten pro Längeneinheit (cm) nur geringen Anteil.

Der auf die Wegeinheit bezogene Absorptionskoeffizient ist definiert durch

$$J = J_0 \cdot e^{-mx},$$

er setzt sich additiv aus dem klassischen Anteil m_{kl} und dem molekularen m_{mol} zusammen:

$$m = m_{kl} + m_{mol}.$$

Der klassische Anteil ist gegeben durch

$$m_{kl} = \frac{4\pi^2 f^2}{a^3 \varrho}\left(\frac{4}{3}\eta + \frac{\gamma - 1}{c_p} K\right) = \frac{3{,}3 \cdot 10^{-4}}{\lambda^2}\ \mathrm{cm}^{-1}$$

(η = Koeffizient der inneren Reibung, $\gamma = c_p/c_v$, K = Koeffizient der Wärmeleitung).

Nach KNESER (s. Gl. (7)) ist:

$$m_{mol} = \frac{\mu_{mol}}{\lambda} = M \cdot \frac{\varkappa}{1 + \frac{\varkappa^2}{f^2}},$$

wo

$$\varkappa = \frac{k}{2\pi} \text{ und } M = \frac{2\pi}{a} \frac{R\,C_i}{C\,(R + C)}.$$

Zahlenwerte für M können der Abb. 14 entnommen werden[26]). Zahlenwerte für $\varkappa$ wurden aus Gl. (9) mit den oben ermittelten Konstanten berechnet und sind in der Tab. 4 wiedergegeben[27]). Die angegebenen Fehler für $\varkappa$ wurden bis zu absoluten Feuchtigkeiten von etwa 5 g/m³ durch die angegebenen zweikonstantigen Formeln erhalten. Die gleiche Bestimmung führt für den extrapolierten Teil auf abnehmende Fehlergrenzen. Deshalb wurden hier mit mittleren Werten der Konstanten α und β die $\varkappa$ ausgerechnet und eine bis zu 20% anwachsende

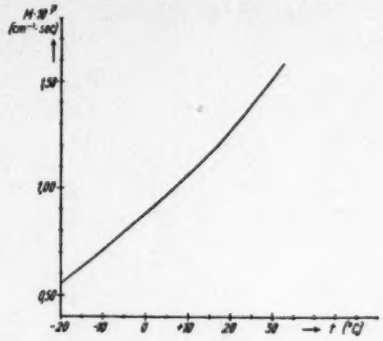


Abb. 14. Zahlenwerte für M

Fehlergrenze angenommen. Spalte 3 wurde über die maximale Feuchtigkeit bei 0° C hinaus fortgeführt, weil auch für Temperaturen bis zu 10° C praktisch die gleiche Abhängigkeit zwischen abs. F. und f_{max} angenommen werden darf.

Tabelle 4

abs. F. [g/m³]	0° C rel. F. %	0° C $\varkappa \cdot 10^{-3}$	20° C rel. F. %	20° C $\varkappa \cdot 10^{-3}$
1	21	1,6 ± 0,5	6	1,6 ± 0,6
2	42	5,4 ± 1,1	12	5,3 ± 2,2
3	63	11,3 ± 1,6	17	11 ± 2,5
4	83	19,5 ± 3	23	18 ± 3
5		30 ± 4	29	28 ± 4
6		42 ± 6	35	40 ± 6
7		58 ± 8	40	52 ± 8
8		75 ± 11	46	67 ± 11
9		93 ± 15	52	85 ± 15
10			58	105 ± 18
12			69	150 ± 30
14			81	200 ± 40
16			93	260 ± 60

Zusammenfassung

Aus der Resonanzbreite der Resonanzmaxima eines Zylinderresonators wird die Schallabsorption bei Hörfrequenzen in Stickstoff und Luft bestimmt. Bei Luft wird die Abhängigkeit der Absorptionskonstanten von dem Feuchtegehalt bei 20° C und 0° C gemessen. Die Meßgenauigkeit beträgt für die Gesamtabsorption ± 2%.

[25]) Diese und einige Messungen in feuchtem Sauerstoff werden im Hinblick auf ihre molekularkinetische Bedeutung an anderer Stelle erörtert werden.

[26]) Gezeichnet nach H. O. KNESER, Z. techn. Phys. 16 (1935), S. 217.

[27]) Bei der von KNESER, Z. techn. Phys. 16 (1935), veröffentlichten Tabelle für die molekulare Absorption in Luft in Abhängigkeit von der Feuchte wurden versehentlich die Messungen in O_2 statt Luft den Berechnungen von $\varkappa$ zugrunde gelegt.

Die Hauptergebnisse sind die folgenden: Die klassische Absorption ergibt sich bei 760 mm Hg um 18%, bei 200 mm Hg um etwa 10% größer als die von KIRCHHOFF berechnete. Eine Erklärung hierfür ist bis jetzt nicht angebbar. Der in feuchter Luft gemessene molekulare Anteil der Schallabsorption zeigt den nach der Theorie zu erwartenden Verlauf. Die Frequenz maximaler Absorption steigt quadratisch mit dem Feuchtegehalt an. Für Luft werden Zahlenwerte für den Absorptionskoeffizienten bei verschiedener Feuchte, Frequenz und Temperatur angegeben.

Herrn Professor KNESER bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein stetes Interesse sehr zu Dank verpflichtet. Ebenso danke ich Herrn Professor GRÜNEISEN für fördernden Rat und die Überlassung der Mittel des Instituts. Wesentliche Teile der Apparatur wurden aus Mitteln beschafft, die der Universitäts-Bund Marburg Herrn Professor KNESER zur Verfügung gestellt hat.

(Eingegangen am 19. April 1940.)

Ein Nomogramm zur Ermittlung des Schallabsorptionskoeffizienten in Luft

Von H. O. Kneser

Die vorstehende Arbeit von H. KNÖTZEL bringt Daten für die Schallabsorption in Luft in Abhängigkeit von Frequenz, Temperatur und Feuchte. Damit ist die Möglichkeit gegeben, den Absorptionskoeffizienten für fast alle praktisch auftretenden Fälle zu berechnen. Jedoch ist dieser Weg nicht nur ziemlich umständlich, sondern er verleitet auch zur Überschätzung der Genauigkeit. Für den Praktiker dürfte daher das nachstehende Nomogramm nützlich sein, das zur Ermittlung des Absorptionskoeffizienten (m) der Intensität (J) einer ebenen Schallwelle je Längeneinheit, definiert durch $J_x = J_0 e^{-mx}$ dienen soll.

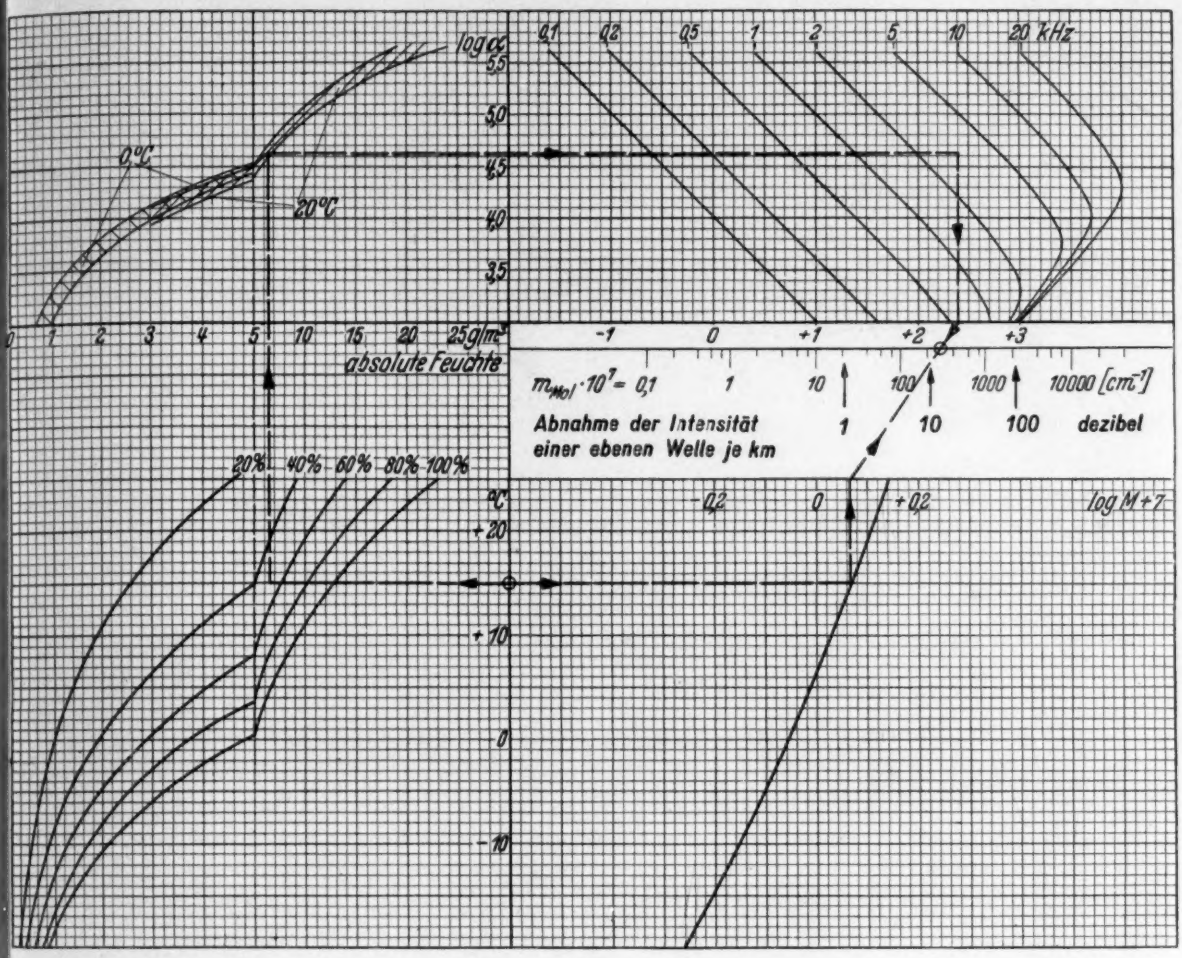
m setzt sich zusammen aus einem „klassischen" Anteil, bedingt durch innere Reibung und Wärmeleitung, der in bekannter Weise nach KIRCHHOFF zu berechnen ist[1]), und einem „molekularen" Anteil, bedingt durch die verzögerte Einstellung des thermischen Gleichgewichts, der der vorstehenden Arbeit entnommen werden kann: $m = m_{kl} + m_{mol}$.

Den meist unerheblichen Anteil m_{kl}, der nur unwesentlich von Temperatur und Feuchte abhängt, berechnet man zweckmäßig nach der Formel $m_{kl} = 2{,}9 \cdot 10^{-13} \cdot f^2\,\mathrm{cm}^{-1}$, wenn f die Frequenz in kHz bedeutet, oder etwas genauer $m_{kl} = \frac{3{,}3 \cdot 10^{-4}}{\lambda^2}\,\mathrm{cm}^{-1}$, wenn λ die Wellenlänge in cm bedeutet.

Zur Ermittlung von m_{mol} geht man zunächst von der Temperaturachse waagerecht nach links zur Kurve der relativen Feuchte, dann senkrecht nach oben zur k-Kurve, die der Lufttemperatur entspricht, dann waagerecht nach rechts zur Frequenzkurve und senkrecht abwärts zur zugehörigen Abszisse. Dann wieder vom Ausgangspunkt waagerecht nach rechts zur M-Kurve und senkrecht nach oben zur Abszisse. Die beiden links und rechts herum erreichten Abszissenpunkte werden durch eine Gerade verbunden, deren Schnittpunkt mit der m_{mol}-Achse den gesuchten Wert für m_{mol} ergibt.

Durchgeführt ist das Beispiel: 3000 Hz, 15° C, 50% relative Feuchte, mit dem Ergebnis:

[1]) Es darf allerdings nicht übersehen werden, daß die KIRCHHOFFschen Ansätze durch die vorstehende Arbeit nicht quantitativ bestätigt werden, und daß daher die übliche Formel (s. u.) für den klassischen Anteil nur die richtige Größenordnung geben dürfte.



$m_{kl} = 26 \cdot 10^{-7}$ cm^{-1}; $m_{mol} = 250$ bis $300 \cdot 10^{-7}$ cm^{-1}; demnach $m = 3{,}0 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1}.

Der Absorptionskoeffizient m kann ohne weiteres auf Schallstärkeeinheiten umgerechnet werden: Abnahme der Intensität einer ebenen Welle in dezibel je km $= 4{,}34 \cdot 10^{5} \cdot m$ (m in cm^{-1}).

(Eingegangen am 19. April 1940.)

Messungen der Hörschwelle und der Trommelfellabsorption an gesunden und kranken Ohren*)

Von Wolfgang Menzel

Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule zu Breslau

(Mit 14 Textabbildungen)

1. Fragestellung

Vor einigen Jahren haben WAETZMANN und KEIBS[1]) eine systematische Übersicht über die verschiedenen Definitionen der Hörschwelle und über die verschiedenen Möglichkeiten ihrer experimentellen Bestimmung gegeben. Danach ist es grundsätzlich möglich, die von den einzelnen Autoren angegebenen Meßergebnisse

[1]) WAETZMANN-KEIBS, Akust. Z. 1 (1936), S. 1. Vgl. hierzu auch WAETZMANN-KEIBS, Ann. Phys. (5) 26 (1936), S. 142.

*) D 85.

miteinander zu vergleichen. Allerdings muß zu der notwendigen Umrechnung im allgemeinen auch der akustische Widerstand des Trommelfells der Versuchsperson bekannt sein. Auch aus anderen Gründen empfiehlt es sich, bei Ohruntersuchungen außer der Hörschwelle auch den akustischen Widerstand des Trommelfells zu bestimmen: Kommen doch im Trommelfellwiderstand die physikalischen Eigenschaften des Schallempfängers „Ohr" am einfachsten zum Ausdruck. Ergebnisse solcher Untersuchungen, bei denen sowohl die Hörschwelle wie auch der Trommelfellwiderstand bzw. die Trommelfellabsorption gemessen wurden, sind in den angegebenen Arbeiten von WAETZMANN und KEIBS sowie in einer Arbeit von KURTZ[2]) mitgeteilt worden. In der vorliegenden Arbeit wird ein weiterer experimenteller Beitrag zur Bestimmung von Hörschwellen und Trommelfellabsorptionen gegeben. Insbesondere sollten die Absorptionsmessungen in einem größeren Frequenzbereich als bisher durchgeführt werden. Weiterhin sollten sich die Untersuchungen auch auf kranke Versuchspersonen erstrecken. Zur Bestimmung der Trommelfellabsorption wurde die schon von WAETZMANN[3]) angewandte SCHUSTERsche Brücke benutzt. Für die Empfindlichkeitsmessungen wurde ein besonders für klinische Reihenuntersuchungen geeignetes Schallfeldverfahren ausgearbeitet.

2. Die Apparatur zur Hörschwellenmessung

Zur Bestimmung der Hörschwelle sind im hiesigen Institut bisher vor allem die Kammer- und Rohrverfahren benutzt worden[4]). Bei geübten Versuchspersonen ist die mit diesen Verfahren erreichbare Genauigkeit sehr groß. Bei Reihenuntersuchungen an ungeübten Personen ist jedoch das Schallfeldverfahren vorzuziehen, weil hier die Schwierigkeiten der Verbindung des Ohres mit einer Hörmuschel oder einer Olive wegfallen. Die Apparatur besteht dann in der Hauptsache wie bei den meisten audiometrischen Messungen in Kliniken aus einem Tongenerator mit Verstärker und Lautsprecher, wobei sich die vom Lautsprecher abgegebene Schalleistung in bequemer Weise logarithmisch ändern läßt. Bei einer solchen Anordnung wäre anzustreben, daß bei vorgegebener Entfernung Lautsprecher—Ohr die Einstellung des logarithmischen Potentiometers in eindeutiger, frequenzunabhängiger Weise mit dem am Ohreingang herrschenden Schalldruck zusammenhinge. Das ist aber, auch wenn der Tonsender eine frequenzunabhängige Wechselspannung erzeugt, nicht der Fall, weil erstens die Frequenzkurve des Lautsprechers Schwankungen aufweist, zweitens infolge der Ausbildung stehender Wellen der Schalldruck im Raum von Ort zu Ort sehr verschiedene Werte besitzt, und drittens die Beugung der Schallwelle am Kopf einen frequenzabhängigen Einfluß ausübt. Die Ausbildung stehender Wellen würde in einem gedämpften Raum vermieden werden. Ein solcher Raum stand jedoch nicht zur Verfügung.

Es wurde daher grundsätzlich folgender Weg beschritten: Mit einem kleinen Mikrophon, das am Kopf der Versuchsperson neben dem Ohr angebracht wird, mißt man den Schalldruck am Ohreingang und reguliert ihn zunächst auf einen frequenzunabhängigen Festwert ein. Von diesem Festwert aus wird dann der Schalldruck mit Hilfe des logarithmischen Potentiometers bis zum Schwellenwert herabgemindert. Das Einstellen des frequenzunabhängigen Festwertes, von dem aus die eigentliche Messung ihren Anfang nimmt, kann automatisch geschehen. Hierbei wird die vom Mikrophonverstärker gelieferte Wechselspannung gleichgerichtet und die so erzeugte Gleichspannung als Gittervorspannung eines hinter dem Tonsender liegenden Regelverstärkers benutzt[5]). Um dann den Schalldruck bis zum Schwellenwert schwächen zu können, muß die automatische Regelung wieder abgeschaltet werden.

Der Aufbau einer solchen Anordnung wird im folgenden beschrieben. Abb. 1 zeigt das Schaltschema. Die vom Schwebungssummer S er-

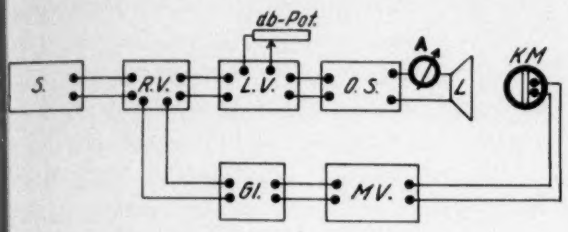
[2]) KURTZ, Akust. Z. 3 (1938), S. 74.

[3]) WAETZMANN, Akust. Z. 3 (1938), S. 1.

[4]) KEIBS, Ann. Phys. (5) 26 (1936), S. 585; dort findet man auch weitere Literaturangaben.

[5]) GRÜTZMACHER-JUST, Elektr. Nachr.-Techn. 8 (1931), S. 104. HARTMANN-JACOBY, Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 163.

zeugte Wechselspannung gelangt über den Regelverstärker RV, den das logarithmische Potentiometer[6]) enthaltenden Leistungsverstärker LV und das Oktavsieb OS an den Lautsprecher L. Das neben dem untersuchten Ohr angebrachte Kondensatormikrophon KM liefert über den Mikrophonverstärker MV und den Gleichrichter Gl die regelnde Gittervorspannung. Wird auf irgendeine Weise eine Änderung (z. B. eine Vergrößerung des Schalldruckes am Mikrophon hervorgerufen, so wird in dem darauf folgenden Verstärker eine höhere Spannung erzeugt, die als Gittervorspannung im Regelverstärker den Arbeitspunkt nach kleineren Verstärkungsgraden legt und damit schließlich die abgegebene Leistung des Lautsprechers verkleinert. Auf diese Weise stellt sich allmählich eine bestimmte Gittervorspannung und damit ein bestimmter Schalldruck am Mikrophon ein.



S: Schwebungssummer
RV: Regelverstärker
LV: Leistungsverstärker
OS: Oktavsieb
L: Lautsprecher
KM: Kondensatormikrophon
MV: Mikrophonverstärker
Gl: Gleichrichter

Abb. 1. Meßanordnung

Der Regelverstärker besteht aus 2 hintereinander liegenden Hexoden ($AH1$). Die Gitterwechselspannung wird dem ersten Steuergitter zugeführt, während die Gittervorspannung bzw. die Regelspannung an beide Steuergitter gelegt war. Durch einen Schalter konnte die Regelspannung an Stelle der Gittervorspannung an die beiden Steuergitter gelegt werden. Im ungeregelten Zustand wurde die Gittervorspannung einer Gitterbatterie über ein Potentiometer entnommen.

Das für die Regelung benötigte Mikrophon muß zusammen mit dem Mikrophonverstärker eine möglichst geradlinige horizontale Frequenzkurve aufweisen. Das Mikrophon selbst ist klein zu dimensionieren, da es für die Messung nahe am Ohr angebracht werden soll. Es wurde ein Kondensatormikrophon in Niederfrequenzschaltung verwendet. Um kurze Zuleitungen vom Mikrophon zur ersten Röhre zu erhalten, wurde dafür eine $MC1$ Telefunken (kleine Ausmaße) benutzt, die in einem Abschirmschlauch angebracht war. Dieser stellte die Verbindung zum Nachverstärker her, der aus 2 Röhren $AF7$ in Widerstands-Kapazitätskopplung bestand. Die Frequenzkurve wurde durch geeignete Entzerrungsschaltungen ausgeglichen. Die am Ausgang des Mikrophonverstärkers vorhandene Wechselspannung wird durch eine Diode $AB1$ gleichgerichtet, die erzeugte Gleichspannung den Steuergittern des Regelverstärkers zugeführt. Eine zu dieser Spannung hinzugefügte konstante Gleichspannung dient zur Einstellung des günstigsten Arbeitsbereichs des Regelverstärkers.

Die Genauigkeit der Regelung kann man auf folgende Weise feststellen. Für 2 Einstellungen des logarithmischen Potentiometers, die sich um einen bestimmten Betrag unterscheiden (z. B. 20 db) wird die Spannung am Ausgang des Mikrophonverstärkers gemessen und zwar einmal während die Regelung ausgeschaltet ist, und ein anderes Mal mit automatischer Regelung. Im ersten Fall entspricht das Spannungsverhältnis natürlich 20 db, im zweiten Fall sollte sich bei idealer Regelung die Wechselspannung überhaupt nicht ändern. Praktisch wird jedoch eine große Herabsetzung bzw. Erhöhung der Verstärkung bei Regelung zugleich auch die vom Mikrophonverstärker gelieferte Spannung etwas ändern, was zur Einstellung eines anderen Arbeitspunktes und damit einer anderen Lautstärke führt. Hier betrug bei einer Änderung des Verstärkungsgrades um 20 db die bei Regelung dadurch hervorgerufene Änderung des Schalldruckes am Mikrophon 2 db. Diese Regelgenauigkeit ist für den vorliegenden Zweck ausreichend, denn Schwellendrucke lassen sich meistens nur bis auf 2 db genau bestimmen.

Die Regelung soll bewirken, daß sich für alle Frequenzen vor dem Mikrophon der gleiche Schalldruck einstellt. Um nachzuprüfen, in welchem Maß die Frequenzunabhängigkeit gewährleistet ist, wird bei eingeschalteter Regelung die Ausgangsspannung des Mikrophonverstärkers in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen. Man erhält aus dieser Kurve die gewünschte Frequenzkurve des Schalldruckes vor dem Mikrophon, wenn man sie durch die Fre-

[6]) 100 db in Stufen von 1 db.

quenzkurve des Übertragungsmaßes der Anordnung Mikrophon—Verstärker dividiert. Die resultierende Frequenzkurve des Schalldruckes wies nur noch Schwankungen bis zum Betrage von 2 db auf.

Die später beschriebenen Messungen wurden teilweise auch mit Heultönen durchgeführt, besonders dann, wenn die Aufmerksamkeit der Versuchsperson nachließ oder der Patient den Kopf nicht still genug hielt. Im Bereich von 400—1500 Hz wurden die Frequenzen um $\pm$ 25 Hz, ab 2000 Hz um $\pm$ 75 Hz mit einer Heulfrequenz von 10 Hz variiert.

Mit der vorliegenden Meßanordnung lassen sich zunächst nur Relativwerte feststellen. Den Anschluß an die absoluten Schwellendruckmessungen erhält man, indem man bei 1000 Hz den bei der Regelung sich einstellenden Schalldruck mit einem objektiven Geräuschmesser (Siemens-Halske) bestimmt.

Der nach der hier beschriebenen Methode ermittelte Schwellenwert ist der Schwelldruck vor dem Ohreingang. Dieser läßt sich, wie BÉKÉSY[7]) gezeigt hat, auf den eigentlich zu bestimmenden Druck am Trommelfell umrechnen, wenn die Impedanz des Trommelfells bekannt ist.

Eine Messung geht dann folgendermaßen vor sich. Am Summer wird die betreffende Frequenz eingestellt. Die Versuchsperson sitzt so, daß das zu untersuchende Ohr sich dicht am Mikrophon befindet. Das andere abgewandte Ohr wird mit Watte verstopft. Dann wird der bei Regelung sich einstellende Lautsprecherstrom an einem Strommesser abgelesen. Nach Abschalten der Regelung und gleichzeitigem Zuschalten der Gittervorspannung aus der Gitterbatterie wird durch Ändern dieser Spannung die Lautstärke so eingestellt, daß sich derselbe Lautsprecherstrom und damit der gleiche Schalldruck wie vorher ergibt. Nun wird mit dem in Dezibel geeichten Potentiometer die Lautstärke langsam bis zur Hörschwelle vermindert.

Die Ausführung der Hörschwellmessungen wurde an Normalhörenden in der Nacht vorgenommen, so daß störender Lärm kaum vorhanden war. Bei den Versuchen mit Schwerhörigen war der Einfluß des Störlärms entsprechend geringer, so daß die Messungen zu ruhigen Tageszeiten vorgenommen werden konnten.

Während der Messung saß die Versuchsperson in einem Abstand von ungefähr 20 cm vor dem Lautsprecher, das zu untersuchende Ohr dem Schallgeber zugewandt. Durch eine Stütze wird der Versuchsperson das Stillhalten des Kopfes erleichtert, so daß Ohr und Mikrophon während der Messung ihre gegenseitige Lage beibehalten.

Bei den einzelnen Messungen wurden verschiedene Arten der Hörschwellenbestimmung durchgeführt. Das eine Mal wurde der mit einem bestimmten Schalldruck abgestrahlte Ton in seiner Intensität kontinuierlich langsam bis zur Schwelle geschwächt; der Patient betätigte im Augenblick des Verschwindens der Tonwahrnehmung ein Lichtsignal. Eine andere Methode bestand darin, von Drucken unterhalb des Schwellendruckes auszugehen und die Intensität langsam zu steigern, bis der Ton dem Hörenden gerade bewußt wurde. Am sichersten war jedoch folgende objektive Methode: Der Ton wurde unregelmäßig unterbrochen und dabei geschwächt. Die Versuchsperson mußte im Takt der Unterbrechungen das Lichtsignal betätigen. Der Beobachter stellte dann objektiv den Schwellenwert an der Stelle fest, an der der Patient dem Takt der Unterbrechungen nicht mehr Folge leisten konnte.

Bei ein und derselben Frequenz wurden die Messungen mehrfach hintereinander wiederholt. Die Werte stimmten meist innerhalb von 3 db überein. Die Schwächung des Tones durfte nicht zu langsam und nicht zu schnell vorgenommen werden, das Ohr mußte der Intensitätsabnahme gut folgen können. Andererseits durfte eine Messung nicht zu lange dauern, um die Konzentrationsfähigkeit der Versuchsperson nicht zu erschöpfen.

Es zeigte sich bei den Messungen, daß bei unterbrochener Tonfolge die erhaltenen Schwellendrucke durchschnittlich um 10 db tiefer lagen als bei kontinuierlich geschwächtem Ton. Ging man von Drucken unterhalb der Schwelle aus und verstärkte den Ton, so lag der Schwellenwert immer etwas tiefer (2—5 db), d. h. bei kleineren Drucken, als wenn man die Schwelle von höheren Drucken herkommend erreichte.

[7]) BÉKÉSY, Ann. Phys. 14 (1932), S. 51.

3. Ergebnisse der Hörschwellmessungen

Im folgenden sind die Ergebnisse von einigen normalhörenden und schwerhörigen Personen (für den Druck vor dem Ohr) mitgeteilt.

Schwellendruckbestimmungen an ein und derselben Person einmal mit Heulton, das andere Mal mit reinem Ton zeigten keine größeren Differenzen als wie sie sonst bei aufeinanderfolgenden Messungen auftreten.

In den folgenden Abbildungen sind Schwellendruckkurven von zwei normal Hörenden sowohl vom rechten als auch vom linken Ohr gezeigt. Man erkennt darin die immer wieder gefundene Ähnlichkeit des Verlaufs für die Ohren ein und derselben Person. In den Abb. 2 und 3 sind auch die sich aus den verschiedenen Methoden der Schwellenmessung ergebenden Unterschiede eingetragen. Allgemein kann man sagen, daß nach tieferen Frequenzen hin die Differenzen zwischen den verschiedenen Bestimmungen (kontinuierliche Schwächung des Tones oder Ton unterbrochen) kleiner werden.

Bei Vergleich der Kurven zeigte sich, daß die Schwellendruckwerte auch verschiedener Personen für dieselbe Frequenz meistens um weniger als 5 db voneinander abweichen. Die von mehreren Personen gebildetete mittlere Schwellendruckkurve ergab gute Übereinstimmung mit den früher von WAETZMANN, BÉKÉSY und MEYER gefundenen Ergebnissen, wenn die diesen zugrunde liegenden verschiedenen Definitionen berücksichtigt wurden.

Die folgenden Kurven sind an Schwerhörigen aufgenommen worden. Allgemein läßt sich bezüglich der Schwellenkurve Schwerhöriger aussagen, daß selbst eine Verminderung der Empfindlichkeit um 40 db sich im normalen Sprachgebrauch kaum bemerkbar macht. Erst für Personen, die 60—80 db schlechter hören, treten Verständigungsschwierigkeiten auf. Diese werden je nach der Lage des stärker ausfallenden Bereichs zu den hauptsächlich benutzten Sprachfrequenzen mehr oder weniger stark in Erscheinung treten. Z. B. tritt bei Innenohr- sowie Altersschwerhörigen eine besonders starke Schwächung der höheren Tonlagen ein.

Abb. 4 (He, Alter 62 J.) zeigt den Verlauf der Schwellendruckkurve bei einer Person, die altersschwerhörig ist. Die Verständlichkeit bei Umgangssprache ist noch verhältnismäßig gut. Man sieht, daß nur die Frequenzgebiete ober-

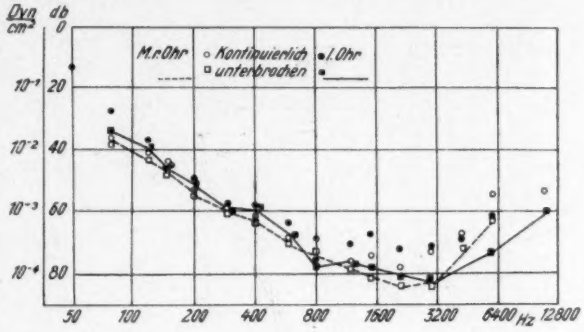


Abb. 2

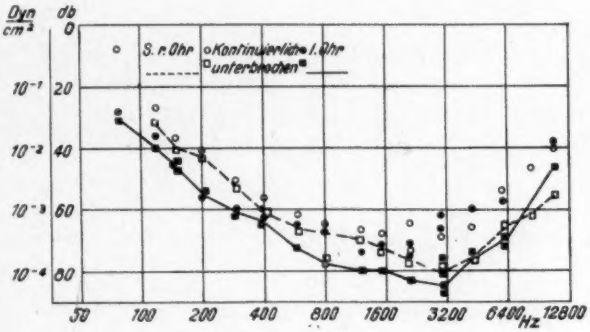


Abb. 3

Abb. 2 u. 3. Schwellenkurven von Normalhörenden

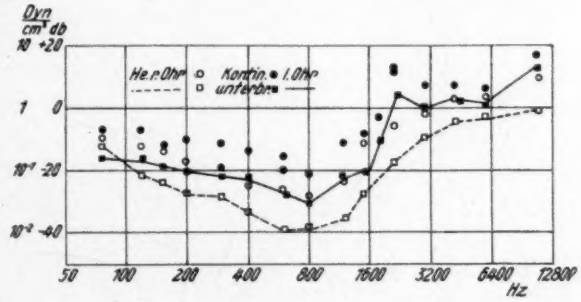


Abb. 4. Schwellenkurven einer altersschwerhörigen Person

halb 1500 Hz wesentlich benachteiligt sind. Der Verlauf bei beiden Ohren ist so gut wie gleichartig (das linke Ohr hört ungefähr 10 db schlechter). Es ist interessant, daß dieser Abfall nach geringerer Empfindlichkeit sehr steil auf einem engen Frequenzbereich (links 1500—3000 Hz, rechts 1500—2000 Hz) vor sich geht.

Die nächste Kurve 5 (F, Alter 25—30 J.) zeigt einen anders gerichteten Verlauf. Die Schwerhörigkeit ist hier als Sekundärerscheinung nach Scharlach aufgetreten. Man sieht, daß hier die Empfindlichkeit durchweg von tieferen nach

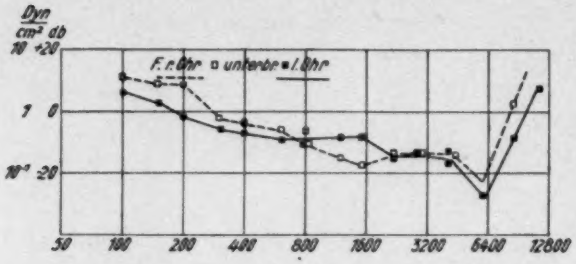


Abb. 5. Schwellenkurven bei Schwerhörigkeit nach Scharlach

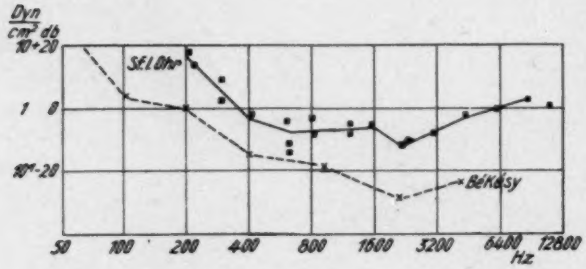


Abb. 6. Schwellenkurven eines Patienten ohne Trommelfell

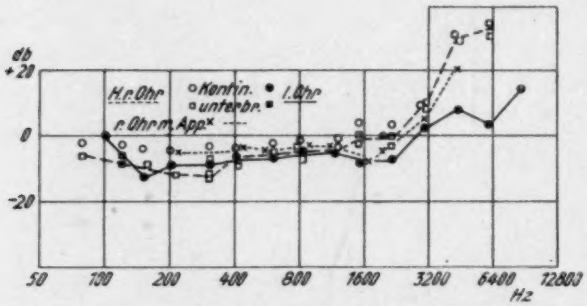


Abb. 7. Schwellenkurven eines Schwerhörigen, Trommelfell links vernarbt

höheren Frequenzen (bis 6000 Hz) zu steigt. Es war in diesem Falle nicht bekannt, welcher Teil des Ohres infolge Krankheit besonders in Mitleidenschaft gezogen worden ist.

In Abb. 6 (Sf) ist die Schwellkurve eines Patienten aufgenommen, der kein Trommelfell mehr besaß. Die tieferen Frequenzen unterhalb 400 Hz sind besonders benachteiligt. Das Hören ohne Trommelfell ist bereits von Békésy[8]) untersucht worden. Die Hörschwellenerhöhung soll ungefähr proportional mit der Frequenz abnehmen. Die Schwellkurve nach Békésy ist in der Figur ebenfalls eingetragen. Sie zeigt einen ähnlichen Verlauf, nur scheint der Hörverlust bei dem Patienten Sf noch verstärkt.

Der Patient H (Alter 67 J.), Abb. 7, hat am linken Ohr vernarbtes Trommelfell (von Mittelohrentzündung herrührend). Das linke Ohr ist etwas empfindlicher; nach Angabe des Patienten galt dies früher für das rechte Ohr. Der Abfall der Empfindlichkeit oberhalb 200 Hz ist wahrscheinlich auf Alterserscheinungen (Verkalkung) zurückzuführen. Von Interesse ist noch die in Abb. 7 eingezeichnete 3. Kurve. Sie wurde folgendermaßen ermittelt. An die Stelle des Ohres wurde das Mikrophon eines Hörapparates wie er bei Schwerhörigen benutzt wird (Mikrophon-Telephonkreis) angebracht, während das Telefon zum Ohr des nun in größerer Entfernung vom Lautsprecher sitzenden Patienten geführt war. Man ersieht aus der Kurve den fast gleichen Verlauf mit und ohne Apparat. Die tieferen Frequenzen werden sogar etwas schlechter wiedergegeben. Die Anpassung des Apparates an das Ohr war somit sehr ungünstig. Bei 1500 Hz liegt sicher eine Resonanzstelle des Apparates, die die erhöhte Empfindlichkeit bedingt.

Bei den angegebenen Kurven Schwerhöriger, die ungefähr den gleichen Empfindlichkeitsverlauf aufweisen, zeigt sich, daß die Schwellenkurven ziemlich horizontal verlaufen und nicht die starke Frequenzabhängigkeit des Schwellendruckes wie bei Normalhörenden zeigen. Der Kurvenverlauf ist ähnlich dem Normalhöriger für eine Kurve gleicher Lautstärke von 70 phon.

4. Aufbau der Meßbrücke nach Schuster

Es sind bisher eine ganze Reihe von Verfahren zur Bestimmung akustischer Widerstände bekannt geworden. Jedoch nur sehr wenige davon eignen sich für Messungen am Ohr. Von diesen sind vor allem die Methoden von Tröger, Békésy und Keibs zur Bestimmung komplexer Trommelfellwiderstände bekannt. Diese bisher üblichen Methoden erfordern einen großen Aufwand an Apparaten, auch sind die Ausführung

[8]) Békésy, Akust. Z. 1 (1936), S. 15.

und Auswertung der Messungen für praktische Zwecke ziemlich umständlich.

Da die Meßbrücke von SCHUSTER bedeutend einfacher zu handhaben ist, wurde auch bereits der Versuch unternommen, mit ihr Trommelfellimpedanzen zu messen. Von WAETZMANN[3]) wurden die ersten Ergebnisse dieser Art mitgeteilt. Dort ist auch der grundsätzliche Aufbau der Apparatur genau beschrieben worden. Der für die Messung erforderliche bekannte veränderliche Widerstand wurde eingehend in einer Arbeit von SCHUSTER und STÖHR[9]) beschrieben.

Die WAETZMANNschen Messungen sind allerdings nur in dem verhältnismäßig engen Frequenzbereich 384—1536 Hz durchgeführt worden. Es war die Aufgabe, diesen insbesondere nach höheren Frequenzen hin zu erweitern.

Dabei traten eine Reihe von Schwierigkeiten auf. Bei Versuchen mit der vorhandenen Brücke wurde allgemein für höhere Frequenzen (> 2000 Hz) die Einstellung des Tonminimums durch die immer stärker auftretenden Obertöne ungenau. Die Abstrahlung des Schallgebers (magnetisches Telephon) ist für höhere Frequenzen nicht ausreichend. Bei Erhöhung der angelegten Wechselspannung stören dann die entstehenden Obertöne.

In Nähe der Resonanzstellen des Brückensystems konnte nicht gemessen werden, da für diese Bereiche die „Unsymmetrie“[10]) zu groß war. Diese ausfallenden Gebiete liegen bei logarithmischem Frequenzmaßstab immer enger aneinander, so daß nur noch für diskrete ausgesuchte Frequenzen eine Messung möglich wird. Ebenso wirken auch die Resonanzstellen der Telephonmembran störend.

Die Hauptschwierigkeit bei den höheren Frequenzen aber ist die Unsymmetrie, die sich hier auch außerhalb der Brückenresonanzen stark auswirkt. Sie verursacht zu große Fehler bei der Auswertung der Messungen. In Absorptionsprozenten umgerechnet konnte diese Meßunsicherheit 10% und mehr ausmachen. Bei Ausmessung toter akustischer Widerstände läßt sich eine Korrektur durch Austausch von bekanntem und zu messendem Widerstand erreichen. Doch sollte dies bei Trommelfellmessungen vermieden werden, da sowieso bei ein und derselben Frequenz schon mehrere Messungen angestellt werden müssen.

Es wurde vermutet, daß durch genauere Justierung der Brücke dieser Fehler einzuschränken ist. Eine Verringerung der Resonanzstellen kann dadurch erreicht werden, daß Haupt- und Nebenrohrresonanz[11]) zusammengelegt werden und durch Verkürzung der Rohrverzweigung der Brücke eine Verschiebung der Resonanzstellen nach höheren Frequenzen bewirkt wird. Um eine gute Einstellung des Tonminimums zu erhalten, mußte schließlich daran gedacht werden, an Stelle des magnetischen Telephons einen besonders für höhere Frequenzen günstigeren Schallgeber (elektrostatisches Telephon) zu verwenden.

Zunächst wurde eine neue Brückenanordnung mit magnetischem Telephon als Schallgeber konstruiert, deren Haupt- und Nebenrohrresonanz bei 1140 Hz zusammenfielen, wie es auch aus den Längen der Rohrstücke vorausberechnet war, und bei der auch die Justierung des Schallgebers besonders sorgfältig vorgenommen wurde. Bei diesem Sender war die Abstrahlung bis zu Frequenzen von 3000 Hz recht gut. Der Rohrdurchmesser betrug bei Haupt- und Nebenrohr, dem Eingang des Ohrkanals angepaßt, 6 mm ebenso wie bei der von WAETZMANN angegebenen Brücke. Das Tonminimum war mit 2 Widerständen für einen Frequenzbereich 144—2500 Hz gut einzustellen, bei höheren Frequenzen erschwerten Obertöne wieder die Einstellung.

Durch geeignete Gewindestücke waren eine Verschiebung des Schallgebers und des zu diesem symmetrisch liegenden Abhörstutzens[3]) und somit eine genaue Justierung der Brücke hinsichtlich kleinster Unsymmetrie möglich.

Die Unsymmetriemessungen wurden zunächst in der Nähe der Resonanzstellen durchgeführt, da wegen ihrer beträchtlichen Größe an dieser Stelle eine Änderung durch Verschieben des Senders besonders deutlich hervortreten mußte. Durch folgerichtiges Verschieben des Senders

[9]) SCHUSTER-STÖHR, Akust. Z. 4 (1939), S. 254.
[10]) SCHUSTER, Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), S. 168.
[11]) WAETZMANN, Akust. Z. 3 (1938), S. 3.

und des Abhörstutzens war die Unsymmetrie auf ein erträgliches Maß herabzusetzen. Doch zeigte es sich, daß durch Herabdrücken der Unsymmetrie in der Nähe der Resonanzstelle (für die Resonanzfrequenz ließ sich der Abgleich nur schwer oder gar nicht finden) die Unsymmetrie bei anderen Frequenzen nicht in dem gewünschten Maß zurückgegangen war; Verkleinerung der Unsymmetrie bei einer bestimmten Frequenz brachte eine vergrößerte Unsymmetrie in anderen Frequenzgebieten mit sich. Es war daher wahrscheinlich, daß die günstigste Einstellung des Senders für jede Frequenz eine etwas andere war.

Im Zusammenhang mit der Unsymmetrie trat noch eine weitere Erscheinung auf, die das Feststellen der günstigsten Justierung sehr erschwerte. Es zeigte sich nämlich, daß in einem bestimmten Frequenzgebiet bei geringen Temperaturänderungen (z. B. 3° C) bereits eine vollkommene Verlagerung der Brückensymmetrie eintrat. Und zwar war dies bei Frequenzen der Fall, die außerhalb jener Gebiete lagen, wo Rohrresonanzen die Erhöhung der Unsymmetrie bewirkten. Wie durch nähere systematische Untersuchungen am Sender nach einer Anordnung von Hahnemann und Hecht[12]) nachgewiesen werden konnte, war dieser Effekt durch die Temperaturabhängigkeit eines Eigentones der eingespannten Telephonmembran bedingt. Der temperaturabhängige Frequenzgang bei den Unsymmetriekurven war derselbe wie die temperaturabhängige Verschiebung einer bei der doppelten Frequenz liegenden Eigenresonanz der Membran.

Unter diesen Umständen war es fraglich, ob überhaupt eine exakte Einstellung der Brücke durch die Veränderungsmöglichkeiten am Schallgeber und Abhörstutzen gleichzeitig für alle Frequenzen erreicht werden könnte. Es mußte nun danach getrachtet werden, diejenigen Faktoren näher kennenzulernen, die die Wirkung der Unsymmetrie hervorrufen.

Es lag nahe, besonders infolge des starken Anwachsens derselben in Nähe der Rohrresonanzen, allgemein kleine bei der Herstellung der Brücke sich ergebende Differenzen der Rohrlängen als Ursache anzunehmen. Darauf ist bereits in der Arbeit von Schuster[10]) aufmerksam gemacht worden. Andererseits konnten aber auch Unterschiede in den Knickstellen der Rohre (verschiedene Querschnittserweiterung, Aufrauhung usw.) hierfür maßgebend sein. Ferner war durch die Anbringung der Telephonmagnete in den beiden Senderhälften eine etwas verschiedene Größe und Verteilung des Luftvolumens der einen Seite des Senders gegenüber der anderen möglich. Auch mußte bei der Konstruktion sehr darauf geachtet werden, daß nicht kleine Spalte an den Verzweigungsstellen des Rohrsystems auftraten, die die Schallverteilung in den Rohren grob ändern können.

Bei einer unter diesen Gesichtspunkten erfolgten Neukonstruktion einer Brücke wurden zunächst durch Verkleinerung der verbindenden Rohrstücke die Resonanzstellen nach höheren Frequenzen verlegt. Ferner wurde für den Schallgeber ein elektrostatisches System verwandt.

Eine Membran aus Duraluminiumfolie wurde in einem Ring straff gespannt, so daß ihre Eigenresonanz ähnlich wie bei Kondensatormikrophonen höher als 6000 Hz lag. Einflüsse von Membranresonanzen waren somit nicht zu befürchten. Zu beiden Seiten wurden isoliert Gegenelektroden nahe an die Membran herangebracht, die zur Schallabstrahlung durchbrochen waren. An Elektroden und Membran liegt eine Gleichspannung zur Vermeidung der Frequenzverdoppelung. Die Wechselspannung wird über einen Transformator der Membran und den Elektroden zugeführt. An den Elektroden lag im ganzen eine Spannung von 270 V; die Wechselspannung betrug 15—20 V. Die Einstellung des Senders wurde so vorgenommen, daß die Gegenelektroden so nahe wie möglich an die Membran herangeschraubt wurden, bis mit einer Glimmlampe der Kontakt festgestellt wurde. Dann wurden die Gegenelektroden ganz wenig zurückgedreht. Mit Hilfe dieser Anordnung konnten die beiden Hälften des Senders genau gleich gemacht werden. Die Abstände zwischen Membran und Gegenelektroden müssen klein sein, da die auf die Membran ausgeübte Kraft umgekehrt dem Quadrat des Abstandes ist.

Membran und Gegenelektroden waren so angeordnet, daß sie für sich innerhalb der Senderkapsel verschoben werden konnten. Auch konnten die zu beiden Seiten der Membran befindlichen Luftvolumina jedes für sich durch Verrücken der Abschlußwände beliebig eingestellt werden. Bei Einsetzen des Schallgebers in die Brücke wurde dieser erst für sich möglichst genau zentriert, so daß die Membran in der Mitte angeordnet war und die zu beiden Seiten der Membran liegenden Lufträume gleich groß waren.

[12]) Hahnemann-Hecht, Ann. Phys. 60 (1919), S. 454.

Die neue Brücke ist schematisch in Abb. 8 dargestellt . Es zeigte sich, daß bei Abgleich mit 2 Widerständen das Tonminimum sehr scharf einzustellen war und daß die störenden Obertöne erst ab 3500 Hz merklich in Erscheinung traten. Die Resonanzstellen lagen für das Hauptrohr bei 2500 Hz, für das Nebenrohr bei 4000 Hz. Wegen der kürzeren Rohrstücke war die außerdem auftretende, sonst sehr tief liegende Resonanz, die der Eigenschwingung des vom Senderhohlraum und Hauptrohrstück gebildeten Luftresonators entspricht, nach höheren Frequenzen verlagert, so daß erst ungefähr ab 600 Hz der Brückenabgleich zu finden war.

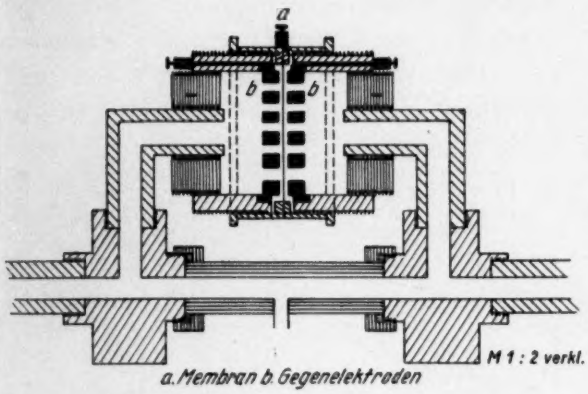


Abb. 8. Neue Brückenanordnung

Mit dieser Brücke konnten nun im Bereich 640—3500 Hz die Unsymmetriekurven und ihre Änderungen bei Verschiebung der ganzen Senderkapsel genau beobachtet werden. Dabei kam deutlich zum Ausdruck, daß es keine günstigste Stellung für alle Frequenzen gab, wenn die Unsymmetrie auf ein Mindestmaß herabgesetzt werden sollte.

Es wurden nun mehrere Abänderungen der Brücke vorgenommen und immer ihre Auswirkungen auf die Unsymmetrie untersucht. Z. B. wurde festgestellt, daß durch Auseinanderschrauben und Wiederzusammensetzen die Unsymmetriekurven und der Gang derselben sich wieder so wie vorher einstellten. Auch durch Auswechseln und Einsetzen anderer Rohrkniestücke wurde keine Änderung bewirkt. Es war somit erwiesen, daß in den Rohrverzweigungen um den Schallgeber herum nicht der Sitz der Unsymmetrie zu suchen war.

Die Aufmerksamkeit wurde nun der Schallgeberkapsel zugewandt. Es wurden zunächst die beiden Seiten des Schallgebers vertauscht. Dabei zeigte sich, daß die Unsymmetriekurve gegenüber der vorher aufgenommenen genau entgegen verlief. Die mittleren Werte der beiden Kurven fielen jedoch nur selten zusammen. Es trat hier also derselbe Effekt auf wie beim Vertauschen der zum Abgleich benötigten beiden Widerstände. Dadurch war gezeigt, daß in der Hauptsache der Schallgeber bzw. seine genaue Einstellung für die Symmetrie der Brücke maßgebend war.

Jedoch kam man durch Ändern der Membranstellung und der Hohlräume des Schallgebers auch nicht zu einer für alle Frequenzen günstigen Justierung. Erst als die zu beiden Seiten der Membran liegenden Hohlräume möglichst groß gemacht wurden, war die nun gemessene Unsymmetrie für den ganzen benutzten Frequenzbereich bedeutend kleiner als vorher; sie überstieg selten 2 mm und war bei einigen Frequenzen kleiner als 1 mm.

Mit dieser Brückenanordnung wurde nun die Eichung des Widerstandes vorgenommen. Die Methode ist bereits bei SCHUSTER und STÖHR[9]) beschrieben worden. Die Eichkurven wurden für die Frequenzen 960, 1536, 2048, 2304, 2816, 3072, 3328 Hz aufgenommen. Für tiefere Frequenzen wurde die zuerst beschriebene Brücke benutzt, die für diesen Bereich hinsichtlich der Unsymmetrie durchaus brauchbar war. Es wurde die Eichung desselben Widerstandes bei den Frequenzen 256, 320, 426, 640 Hz durchgeführt.

Zur Ermittlung der Trommelfellimpedanz ist außer dem Absorptionsvermögen auch der Phasensprung anzugeben. Da aber sowohl hinsichtlich der Wirkung der Unsymmetrie wie auch bei den Ohrmessungen selbst die Bestimmung des Phasensprunges auf noch größere Schwierigkeiten stieß, wurde auf seine Angabe verzichtet. In den im folgenden gezeigten Kurven wird daher nur das Absorptionsvermögen des Trommelfells angegeben.

Der Bereich zwischen 2300 und 2700 Hz wurde wegen der bei 2500 Hz liegenden Resonanzstelle ausgelassen. Über 3600 Hz hinaus zu messen, war wegen der bei 4000 Hz liegenden zweiten Resonanzstelle nicht möglich; um 5000 Hz herum war die abgestrahlte Intensität schwach, auch lag dort bereits die zweite Hauptrohrresonanz. Für Frequenzen in der Gegend von 6000 Hz konnte wieder mit 2 Widerständen der Abgleich erzielt werden, doch wurde für

diese Frequenzen der Widerstand nicht mehr geeicht.

Bei der Eichung und auch bei den Messungen am Trommelfell wurde der Abgleich, d. h. also die Einstellung des Tonminimums durch Abhören seitens des Beobachters festgestellt, indem vom Abhörstutzen Schlauchverbindungen zu den Ohren des Beobachters geführt wurden. Dies erwies sich als die sicherste Methode zur Einstellung des Tonminimums. Es wäre auch möglich, am Abhörstutzen ein Mikrophon anzubringen und über einen Verstärker mit Anzeigeinstrument den Abgleich der Brücke auf kleinsten Ausschlag des Instruments herzustellen.

5. Meßergebnisse

Bei den Absorptionsmessungen des Trommelfells wurde an die eine Seite der Brücke ein ungefähr 16 cm langes Ansatzstück angeschraubt, an dessen Ende eine Olive (6 mm Durchmesser) angebracht war, die dann bei der Messung in den Ohrkanal eingeführt wurde. An der gegenüberliegenden Brückenseite wurde mit dem geeichten Widerstand der Brückenabgleich hergestellt. Es mußte besonders darauf geachtet werden, daß die benutzten Oliven gut in den Ohrkanal paßten, da bei schlechtem Sitz derselben sich starke Schwankungen der Meßergebnisse zeigten. Während der Messung hatte der Patient den Kopf möglichst ruhig zu halten. Die Messungen wurden bei ein und derselben Frequenz mehrmals wiederholt und nur solche Werte benutzt, die gut reproduzierbar waren. Zwischen den einzelnen Messungen wurde das Ohr vom Apparat weggenommen. Bei den Messungen an Normalhörenden bestand in dieser Hinsicht keine Schwierigkeit. Dagegen war die Ausmessung Schwerhöriger, wenn der Patient kein sicheres Urteil über den Sitz der Olive abgeben konnte, schwieriger. Wiederholung der Messung erlaubte jedoch auch hier den Mittelwert zu finden. Es zeigte sich auch bei Normalhörenden ein Nachlassen der Güte des Abgleichs, wenn das Ohr überanstrengt wurde. Ein ähnlicher Vorgang lag sicher bei den krankhaften oder überempfindlichen Ohren schwerhöriger und nervöser Personen vor, so daß die Messung in diesen Fällen durchweg schwierig war.

In den folgenden Abbildungen sind die Absorptionen des Trommelfells von Normalhörenden und Schwerhörigen gezeigt. Es handelt sich bis auf eine um die gleichen Personen wie bei der Schwellenmessung. Die Gestalt der Absorptionskurven ist bei Normalhörenden fast immer die gleiche. Es tritt mit steigender Frequenz eine Zunahme der Absorption ein, die bei 2000—2500 Hz meistens ein Maximum erreicht. Die Größe der Absorption kann bis zu 100% betragen, erreicht aber bei einigen Kurven auch nur 70%. Die Abb. 9, Schwellenwerte Abb. 2, zeigt die Absorptionskurven des rechten und linken Ohres einer Person, die sich besonders gut ausmessen ließ, und von der über einen großen Zeitraum (1 Jahr) sehr viele Meßergebnisse gewonnen wurden. Dabei ergab sich, daß

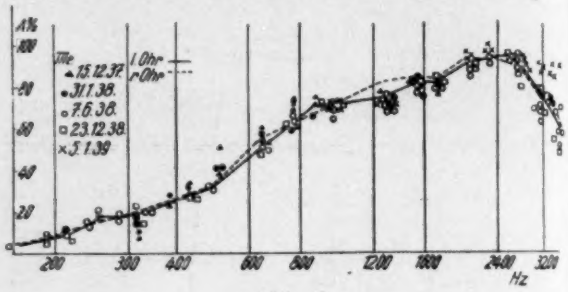


Abb. 9

die zu verschiedenen Zeiten erhaltenen Ergebnisse sehr gut übereinstimmten. (Die Abweichungen betrugen durchschnittlich nur 10%.) Die Abb. 10 und 11 sind ebenfalls von Normalhörenden gewonnen. Allgemein war der Verlauf der Absorptionskurven für rechtes und linkes Ohr gleichartig; nur bei einigen Frequenzen zeigten sich Abweichungen, die auch bei wiederholter Messung auftraten. In Abb. 11 sieht man die Absorption des Trommelfells einer Person (30 Jahre), deren rechtes Ohr bis 1000 Hz eine beträchtlich geringere Absorptionsfähigkeit aufwies. Der Patient gab an, daß bei einer Erkrankung das Trommelfell durchstochen wurde und jetzt vernarbt ist; die Schwingungsfähigkeit wird daher nachgelassen haben. Die Kurve der Schwellenwerte derselben Person zeigt Abb. 3. Das rechte Ohr hat hier um ungefähr 10 db höhere Schwellenwerte.

In Abb. 12 sind die Absorptionswerte des schwerhörigen Patienten Ha (Schwellenwerte Abb. 7) eingetragen. Die mehrfach erfolgten Messungen zeigten den großen Streubereich der Ergebnisse wie er bei ohrkranken Personen

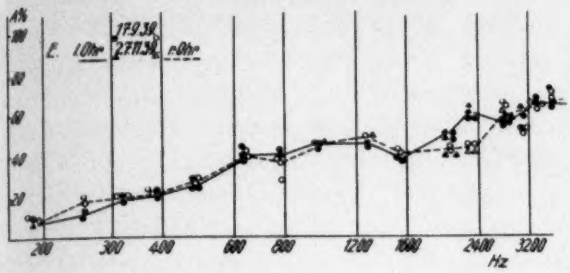


Abb. 10

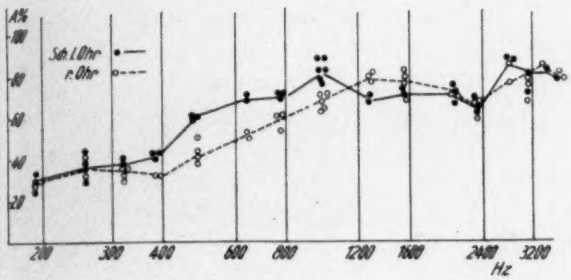


Abb. 11

Abb. 9—11. Absorptionskurven von Trommelfellen normalhörender Personen

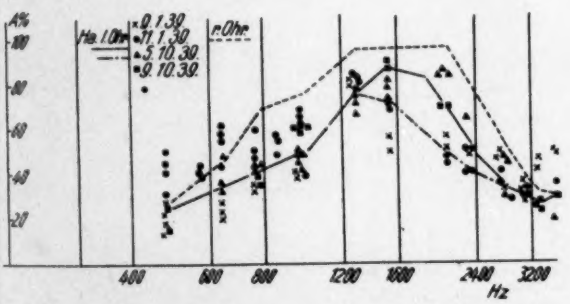


Abb. 12. Absorptionskurven bei Schwerhörigkeit

häufig auftritt. Rechtes und linkes Ohr haben einen verschiedenen Verlauf der Absorption. Der Patient hört auf das linke Ohr bereits seit 25 Jahren schlecht (geringe Absorptionsfähigkeit). Die nach 10 Monaten wiederholten Messungen ergaben am linken Ohr bei höheren Frequenzen (> 1500 Hz) durchweg größere Absorptionswerte. Der Patient gab an, daß in letzter Zeit die Hörfähigkeit des linken Ohres wieder zugenommen habe. Abb. 13, He (Schwellenwerte Abb. 4), zeigt die Absorptionskurven eines altersschwerhörigen Patienten. Ihr Verlauf entspricht einer hohen Absorptionsfähigkeit des Trommelfells selbst bei tiefen Frequenzen. (Die Ursache der geringen Hörfähigkeit wird hier also wahrscheinlich im Innenohr zu suchen sein.) In Abb. 14 (Schwellenwerte Abb. 6), sieht man die Absorption eines Ohres ohne Trommelfell. Bemerkenswert ist die geringe Absorption, ein Zeichen dafür, daß die vom Gehörgang aus gemessene Absorption wesentlich durch das Luftpolster im Mittelohr beeinflußt ist, das vom Trommelfell abgeschlossen wird.

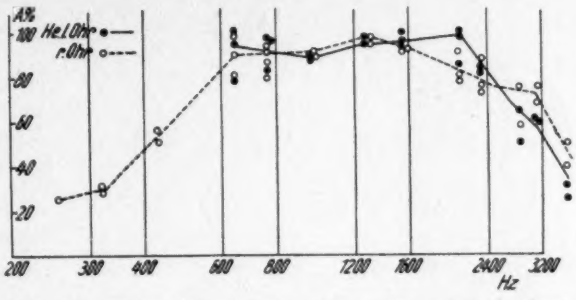


Abb. 13. Absorptionskurven einer altersschwerhörigen Patientin

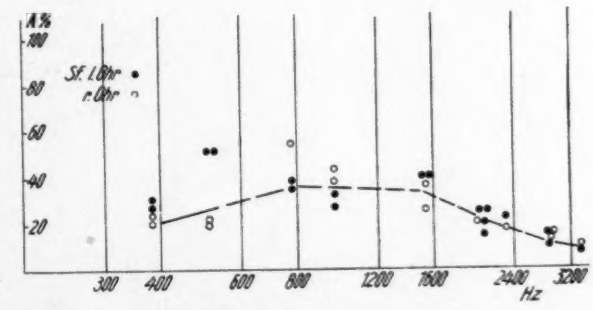


Abb. 14. Absorptionskurve bei fehlendem Trommelfell

Dies wird auch besonders gut durch eine künstliche Nachbildung des Ohres veranschaulicht, die den gleichen Verlauf der Absorption wie die Kurve eines Normalhörenden ergab. Als solche Nachbildung wurde ein ungefähr 4 cm langes, 6 mm weites, an dem einen Ende verschlossenes Rohrstück benutzt, an dessen offenem Ende ein Schluckstoff geeigneter Dicke angebracht war.

In all diesen Fällen sollen die diskutierten Ergebnisse nur Hinweise für den Zusammenhang zwischen Hörfähigkeit und Absorption des Trommelfells geben. Bei kranken Ohren ist dies um so schwieriger, da selten eine Begrenzung der Erkrankung auf einen bestimmten Teil des Ohres vorliegt und daher genauere Aussagen nur an Hand von vielen Meßergebnissen zu erwarten sind.

Zusammenfassung

Es wird eine Meßvorrichtung beschrieben, die es gestattet, Hörschwellmessungen nach der Methode des freien Schallfeldes in gewöhnlichen Räumen vorzunehmen. Es werden Meßergebnisse von Normal- und Schwerhörigen angegeben. Im zweiten Teil wird die Bestimmung der Trommelfellabsorption mit der Schusterschen Brücke behandelt und die bei Erweiterung des Meßbereichs nach höheren Frequenzen auftretenden Schwierigkeiten und erforderlichen Neukonstruktionen untersucht. Es werden die Absorptionskurven des Trommelfells für Frequenzen im Bereich von 250—3600 Hz gemessen.

Die Anregung zur Arbeit stammt von Prof. Dr. Waetzmann. Ich danke Herrn Prof. Dr. Bergmann und Herrn Dozent Dr. Schuster für das der Arbeit entgegengebrachte Interesse, sowie einigen Herren des Instituts und Mitgliedern des Reichsbundes der Schwerhörigen, die sich für Messungen zur Verfügung stellten.

(Eingegangen am 3. Mai 1940.)

Untersuchungen zu den Theorien des Hörens*)

Von H. Jung

(Mit 13 Textabbildungen)

I. Vorhandene Hörtheorien

Die Aufgabe einer Hörtheorie ist die Darlegung eines physikalischen Vorganges im Ohr, der erstens nach den anatomischen Gegebenheiten wahrscheinlich ist, und der zweitens die Sinneswahrnehmungen, die beim Auftreffen eines akustischen Reizes auf das Ohr entstehen, erklären kann.

Es gibt zwei wesentlich voneinander verschiedene Gruppen, die „zentralen" und die „peripheren" Hörtheorien. Die ersteren wollen die gesamte Tätigkeit der Schallwahrnehmung, aber auch z. B. der Klanganalyse dem Zentralnervensystem zuschreiben. Wozu man eigentlich gar keine „Hörtheorie" brauchte; man muß nur die Zellen im nervösen Zentralorgan finden, die die verlangten Fähigkeiten besitzen, und das ist bisher noch nicht gelungen. Außerdem scheint es überhaupt sinnvoller, nach einem zerlegenden Apparat zu fragen, da z. B. beim Auge auch bereits vor dem Auftreffen des Reizes auf die Nervenenden eine Bildzerlegung stattfindet. Für den Physiker — wohl auch ganz allgemein — reizvoller sind daher die peripheren Hörtheorien, die sich als Aufgabe gestellt haben, einen Mechanismus im Ohr aufzuzeigen, der — der Wichtigkeit nach geordnet — erstens die Fähigkeit einer Klanganalyse besitzt, des weiteren aber auch das Auftreten von Kombinationstönen, Schwebungen und den anderen Tatsachen des Hörens bereits im mechanischen Vorgang aufweist.

Die bis jetzt aufgestellten peripheren Hörtheorien lassen sich etwa wie folgt in Gruppen teilen:

1. Die Resonanztheorie des Hörens, die von Helmholtz[1]) begründet, eine große Zahl von Anhängern aufweist, und die besonders von Waetzmann[2]) aufgegriffen und weitergeführt

*) D 85.

[1]) F. v. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen als physiologische Grundlage für die Theorie der Musik. 5. Aufl. 1896.

[2]) E. Waetzmann, besonders: Die Resonanztheorie des Hörens, als Beitrag zur Lehre von den Tonempfindungen. Braunschweig 1912.

worden ist. Eine Rechnung von KUCHARSKI[3]) benutzt ebenfalls die Grundanschauungen dieser Theorie, deren Gedankengang etwa folgender ist: Es wird eine große Zahl irgendwelcher Resonatoren vorausgesetzt, deren voneinander verschiedene Eigenfrequenzen über den ganzen Hörbereich verteilt sein sollen. Als Verwirklichung dieser Resonatoren werden meist die einzelnen Querfasern der Basilarmembran angesehen, von denen die mit hohen Resonanzfrequenzen in der Nähe des Steigbügels lägen, die mit tiefen Eigenschwingungszahlen am Helikotrema. Die Faser nun, deren Eigenschwingungszahl mit der Frequenz des auffallenden Tones übereinstimmt, schwingt weit stärker mit, als die anderen und übt daher einen örtlichen Reiz auf die dort befindlichen Nervenenden aus. Der Ort des Reizes ändert sich also mit der Frequenz des auffallenden Tones, wodurch z. B. die Klanganalyse zwanglos erklärt werden kann.

2. Hörtheorien, die nicht auf Resonanz beruhen. (HURST[4]), BONNIER[5]), TER KUILE[6]), MAX MEYER[7]), EWALD[8]), auch eine neue Arbeit von LEIRI[9]) geht von einer ähnlichen Anschauung aus.) Diese Theorien ähneln einander im Grundgedanken, eine besondere Konfiguration der durch das Auftreffen eines Tones hervorgerufenen, ungestörten Welle im Innenohr für das akustische Unterscheidungsvermögen verantwortlich zu machen (Schallbilder). Eine weitere Beschreibung jeder einzelnen Theorie führte hier zu weit, findet sich aber ausführlich im Handbuch der Physik[10]).

3. Eine Kombination beider Theorien: RANKE[11]), die Gleichrichter-Resonanztheorie, über die etwas mehr gesagt werden muß, da sie neuer und nicht so leicht zugänglich ist wie die anderen Theorien. Es ist eine Theorie, die

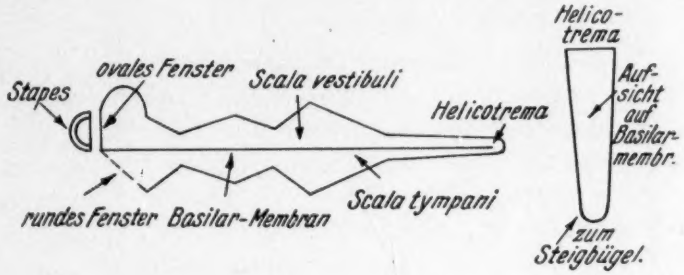


Abb. 1. Schema des Innenrohres

im Gegensatz zu den meisten früheren von einer Berechnung der hydrodynamischen Vorgänge ausgeht, und zwar von den FRANKschen[12]) Rechnungen über die Pulswelle. RANKE läßt eine Schallwelle in den „Doppelkanal" (Abb. 1), der durch die scala vestibuli und die scala tympani gebildet wird, hineinlaufen, errechnet, daß innerhalb der Schnecke durch die Nachgiebigkeit der Basilarmembran kleine Wellen-

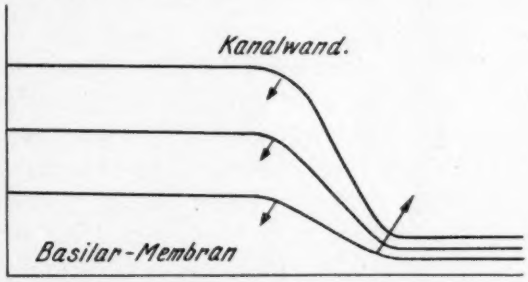


Abb. 2. Stromlinienumhüllungskurven über der Basilarmembran nach O. F. RANKE

längen auftreten können und führt aus, daß an der (von der Tonhöhe abhängigen) Stelle, an der die Wellenlänge gleich der mit 2π multiplizierten Kanaltiefe wird, ein starkes Absinken der Fortpflanzungsgeschwindigkeit verbunden

[3]) W. KUCHARSKI, Phys. Z. 31 (1930).

[4]) C. H. HURST, Proc. Trans. Liverpool biol. soc. 9 (1894/95).

[5]) P. BONNIER, Bull. Sci. franç. et belg. 25 (1893).

[6]) E. TER KUILE, Pflügers Arch. ges. Physiol. Menschen Tiere 79 (1900).

[7]) MAX MEYER, Z. Psychol. Physiol. Sinnesorg. 16 (1898) und 17 (1898); ferner Pflügers Arch. ges. Physiol. Menschen Tiere 78 (1899); 81 (1900); 153 (1913).

[8]) J. R. EWALD, Pflügers Arch. ges. Physiol. Menschen Tiere 76 (1899); 93 (1903); 131 (1910).

[9]) F. LEIRI, Eine Theorie vom Hören als eine Folge von Mikrophonwirkungen im Ohr. Helsinki 1935.

[10]) E. MEYER im Handbuch der Physik, H. GEIGER und K. SCHEEL, Bd. VIII, Akustik. Berlin 1927.

[11]) O. F. RANKE, Die Gleichrichter-Resonanztheorie. München 1931.

[12]) O. FRANK, Z. Biol. 85 (1926).

mit einem Umbiegen der Stromlinien auf die Basilarmembran zu erwarten ist. An dieser Stelle soll der plötzliche Übergang zwischen dort auftretendem Druck und Sog für den Reiz der Nervenenden verantwortlich sein (Abb. 2).

II. Einwände gegen die bisher aufgestellten Theorien

Gegen alle angeführten Theorien sind Einwände zwingender oder einschränkender Natur erhoben worden: Der Resonanztheorie wird entgegengehalten, daß bei jedem schwingenden Gebilde zwangsläufig Resonanzschärfe und Dämpfung miteinander eindeutig gekoppelt sind, und zwar so, daß ein resonanzscharfes System immer eine geringe Dämpfung haben muß und umgekehrt. Beim Ohr ist aber festgestellt worden, daß eine große Resonanzschärfe das Auseinanderhalten eng benachbarter Töne gewährleistet, daß aber z. B. ein Unterscheidungsvermögen schneller Triller eine geringe An- und Abklingdauer, also anscheinend große Dämpfung verlangt. Große Resonanzschärfe und schnelles An- und Abklingen könnten bei einem schwingenden System nicht Hand in Hand gehen. Damit wäre ein zwingender, bisher noch nicht entkräfteter Einwand gegen die Resonanztheorie erhoben. Aber auch die anderen Theorien konnten sich nicht gegen alle Einwände durchsetzen; meist ist es, besonders bei den Schallbildertheorien die Feststellung, daß das Ohr aus einem Klang die Teiltöne nahezu unabhängig von ihrer gegenseitigen Phasenlage heraushört, während das Schallbild für verschiedene Phasen zwischen den Teiltönen sich vollständig ändern muß. Auch dieser Einwand ist zwingend, richtet sich aber nur gegen die Schallbildertheorien. Gegen die Rankesche Arbeit sind Einwendungen noch nicht veröffentlicht worden, doch zeigt Ranke die Schwierigkeiten schon selbst auf: er braucht unter anderem eine unbedingte Gleichheit der Abmessungen der scala vestibuli und der scala tympani, die nachweisbar nicht vorhanden ist; vor allem steht seiner Rechnung aber die von Kucharski entgegen, die eine völlig andere Wellenausbreitung aufzeigt.

III. Berechnung der Schallausbreitung in einem mit reibender Flüssigkeit gefüllten Schlauch

Mit Schlüssen, die von den Tatsachen des Hörens auf die Vorgänge im Innenrohr gezogen werden, haben die bisherigen Theorien keine endgültige Klarheit schaffen können. Als einzige Möglichkeit dazu bleibt jetzt nur eine möglichst strenge Rechnung unabhängig von den Annahmen bei Ranke oder Kucharski. Ein Eindringen in das Mittelohr zu Meßzwecken würde wegen der Kleinheit und großen Empfindlichkeit der Hörorgane nicht zum Ziele führen. Wie sehen nun die für die Rechnung wichtigen Teile des Ohres aus, und wie ist die Rechnung zu führen? (Abb. 3).

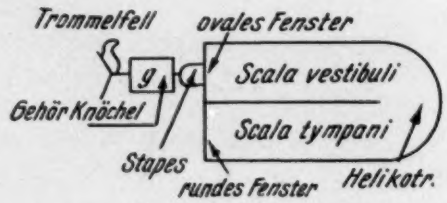


Abb. 3. Vereinfachtes Schema des Ohres

Die Schallwelle kommt vom Trommelfell über die Gehörknöchelchen an das ovale Fenster und setzt dort die Flüssigkeit in der scala vestibuli in Bewegung. Der durch das ovale Fenster hervorgerufene Wechseldruck in der Flüssigkeit hat jetzt wahrscheinlich nur eine Möglichkeit, sich auszugleichen: über das runde Fenster. Das kann nun auf zwei Wegen geschehen, entweder muß die Schallwelle die scala vestibuli entlang, durch das Helikotrema hindurch und die scala tympani wieder zurück laufen, oder sie setzt bereits vor dem Helikotrema die Basilarmembran in Bewegung und tritt dort gleichsam durch die Trennwand hindurch. Für die Rechnung selbst wird also zunächst von Interesse sein: wie pflanzt sich eine Schallwelle in einem elastischen, mit inkompressiblem Medium gefüllten Schlauch fort? Darüber sind Rechnungen schon vorhanden: Frank[12]), Ranke[11]), Korteweg[13]), doch ist bei keinem der Autoren

[13]) D. J. Korteweg, Wied. Ann. 5 (1878).

die Viskosität streng berücksichtigt. Da aber die Fragen der Dämpfung, wie oben angegeben, für die Hörtheorien sehr wichtig sind, soll im folgenden die Rechnung mit strenger Berücksichtigung der Reibung durchgeführt werden: Die EULERschen Bewegungsgleichungen für ein Flüssigkeitselement im Rohrinnern lauten:

$$(1) \qquad \varrho \frac{\partial \mathfrak{v}}{\partial t} = -\operatorname{grad} p + \lambda \Delta \mathfrak{v} + \frac{\lambda}{3} \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathfrak{v},$$

wenn $\mathfrak{v} \operatorname{grad} \cdot \mathfrak{v}$ sehr klein ist und ϱ = Dichte, $\mathfrak{v}$ = Teilchengeschwindigkeit, t = Zeit, p = Druck, λ = Reibungskoeffizient. Die Kontinuitätsgleichung läßt sich wegen Konstanz der Dichte im inkompressiblen Medium vereinfachen zu

$$(2) \qquad \operatorname{div} \mathfrak{v} = 0;$$

man kann die Gleichung zusammenfassen zu

$$(3) \qquad \varrho \frac{\partial \mathfrak{v}}{\partial t} = -\operatorname{grad} p - \lambda \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathfrak{v},$$

wenn man noch berücksichtigt, daß

$$\Delta \mathfrak{v} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathfrak{v} - \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathfrak{v}$$

ist. Durch Anwendung der Operation rot auf Gl. (3) fällt das erste Glied der rechten Seite weg und es steht nur noch da:

$$(4) \qquad \operatorname{rot}\left(\frac{\partial \mathfrak{v}}{\partial t}\right) = -\frac{\lambda}{\varrho} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathfrak{v}.$$

Der Einfachheit halber seien zunächst Zylinderkoordinaten benutzt (Abb. 4) und Zylindersymmetrie angenommen, es darf also um die Rohrachse herum keine Beschleunigung auf-

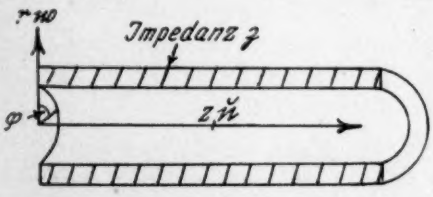


Abb. 4. Koordinatensystem im elastischen Rohr

treten, man kann ohne weitere Beschränkung der Allgemeinheit dann auch die Geschwindigkeit in φ-Richtung Null setzen. Es ist zweckmäßig, die Stromfunktion ψ einzuführen, durch deren Wahl

$$(5) \qquad \mathfrak{w} = \frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial z} \quad \text{und} \quad \mathfrak{u} = -\frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial r}$$

die Kontinuitätsgleichung

$$\operatorname{div} \mathfrak{v} = \frac{\partial \mathfrak{w}}{\partial r} + \frac{\mathfrak{w}}{r} + \frac{\partial \mathfrak{u}}{\partial z} = 0$$

identisch erfüllt wird. Mit weiterer Durchrechnung kommt man dann bei Berücksichtigung nur linearer Glieder und geeigneter Zusammenfassung auf die Differentialgleichung:

$$(6) \qquad \left[\frac{\varrho}{\lambda}\frac{\partial}{\partial t} - D\right] D\psi = 0,$$

wobei der Operator $D = \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ gesetzt ist. (Da auch beim Hören reiner Töne sehr hoher Lautstärken der subjektive Eindruck der Obertonfreiheit gewahrt bleibt, ist zu schließen, daß quadratische Effekte in der Schnecke nicht in Rechnung gestellt zu werden brauchen.) Die Lösung der Gl. (6), einer partiellen Differentialgleichung vierter Ordnung kann man additiv zusammensetzen aus den beiden Lösungen der Gleichungen

$$(6a) \quad D\psi = 0 \quad \text{und} \quad (6b) \quad \frac{\varrho}{\lambda}\frac{\partial \psi}{\partial t} - D\psi = 0.$$

Unter der Annahme einer Zeitabhängigkeit in der Form $\psi(t) = \psi \cdot e^{i\omega t}$ wird Gl. (6a) gelöst durch

$$\psi_a = c_1 r Z_1(i k r) \cdot e^{i(kz+\omega t)}$$
(Z = Zylinderfunktion);

(6b) durch:

$$\psi_b = c_3 \cdot e^{i(kz+\omega t)} \cdot r Z_1\left(\sqrt{-\frac{i\omega\varrho}{\lambda} - k^2} \cdot r\right).$$

Zusammen ergibt das

$$(7) \qquad \psi = c_3 e^{i(kz+\omega t)} \cdot r Z_1\Big(i \underbrace{\sqrt{\frac{i\omega\varrho}{\lambda} + k^2}}_{k_1} \cdot r\Big) + c_1 \cdot e^{i(kz+\omega t)} \cdot r Z_1(i k r).$$

Daraus mit Hilfe der Gleichung (5)

$$(8) \qquad \begin{aligned} \mathfrak{u} &= c_3 e^{ikz} \cdot i k_1 \cdot Z_0(i k_1 r) + c_1 \cdot i k \cdot e^{ikz} \cdot Z_0(i k r) \\ \mathfrak{w} &= c_3 \cdot i k \cdot e^{ikz} \cdot Z_1(i k_1 r) + c_1 \cdot i k \cdot e^{ikz} \cdot Z_1(i k r). \end{aligned}$$

Es folgt die Einführung der Randbedingungen: Es muß sein für $r = 0$: u endlich, $\mathfrak{w} = 0$; es kommt also für die Zylinderfunktion nur die BESSELsche Funktion in Frage. Für $r = a$ (an der Rohrwand): $\mathfrak{u} = 0$, $\mathfrak{w} = \mathfrak{w}$ der Rohrwand, und $\mathfrak{w}_{Rohr} = \frac{p}{\mathfrak{z}}$, wobei p = Druck im Rohr und $\mathfrak{z}$ = Impedanz der Rohrwand bedeuten. Nun mußte aber, um in einfacher Weise zu den Differentialgleichungen für die Geschwindigkeit

zu kommen, p aus den obigen Gleichungen eliminiert werden. Man kann nun auf einfache Weise wieder zu einer Differentialgleichung für den Druck kommen, durch Anwendung der Operation div auf Gl. (3) entsteht nämlich

$$\Delta p = i\omega\varrho \cdot \operatorname{div} \mathfrak{v};\ \operatorname{div}\mathfrak{v} \text{ ist aber } = 0,$$
$$\text{also } \Delta p = 0.$$

In der bekannten Lösung dieser Differentialgleichung kommt die Viskosität der Flüssigkeit nicht vor, der Druck pflanzt sich also in einem mit stark reibender inkompressibler Flüssigkeit gefüllten Schlauch ebenso fort, als wenn der Schlauch eine ideale Flüssigkeit enthielte. Es tritt bei dieser Lösung aber auch eine beliebige Konstante auf, die einen eindeutigen Zusammenhang zwischen p und $\mathfrak{v}$ nicht erkennen läßt. Man ist daher gezwungen, mit den Lösungen für $\mathfrak{u}$ und $\mathfrak{w}$ (Gleichungen (8)) etwa in Gl. (3) einzugehen, von der man z. B. nur die r-Richtung aufschreibt:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\varrho\frac{\partial \mathfrak{w}}{\partial t} - \lambda\left[\frac{\partial^2 \mathfrak{u}}{\partial r\,\partial z} - \frac{\partial^2 \mathfrak{w}}{\partial z^2}\right].$$

Nun ist:

$$\frac{\partial \mathfrak{u}}{\partial z} = ik\,\mathfrak{u};\ \frac{\partial \mathfrak{w}}{\partial z} = ik\,\mathfrak{w};\ \frac{\partial^2 \mathfrak{w}}{\partial z^2} = -k^2\,\mathfrak{w}$$

und

$$\frac{\partial \mathfrak{u}}{\partial r} = c_3 e^{ikz}(ik_1)^2 J_1(ik_1 r) + c_1(ik)^2 e^{ikz} J_1(ikr).$$

Bei weiterer Ausführung ergibt sich:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = c_1 k\omega\varrho\, J_1(ikr)\cdot e^{ikz}, \tag{9}$$

was sich ohne weiteres integrieren läßt zu

$$p = -c_1 i\omega\varrho\, e^{ikz} J_0(ikr) + f(z). \tag{9a}$$

Wegen $\Delta p = 0$ kommt nur $f(z) = c\cdot z$ in Frage. Das wird dem vorliegenden physikalischen Problem aber sinnvoll nur durch $c = 0$ angepaßt. Damit ist p ebenso wie oben $\mathfrak{u}$ und $\mathfrak{w}$ eindeutig zu einer bestimmten Stelle (z, r) zugeordnet, und die Randbedingungen können jetzt aufgeschrieben werden:

$$\mathfrak{u}_{Rand} = c_3 e^{ikz} i k_1 J_0(ik_1 a) + c_1 ik e^{ikz} J_0(ika) = 0$$

$$\mathfrak{w}_{Rand} = c_3 ik e^{ikz} J_1(ik_1 a) + c_1 ik e^{ikz} J_1(ika) = \frac{i\omega\varrho c_1 e^{ikz} J_0(ika)}{\mathfrak{z}}. \tag{10}$$

Das sind 2 lineare homogene Gleichungen für c_1 und c_3. Sie sind nur miteinander verträglich, wenn die Determinante verschwindet, woraus man dann folgende transzendente Bestimmungsgleichung für k als Funktion von ω, $\mathfrak{z}$, a, ϱ, λ erhält:

$$\frac{1}{ika}\frac{J_1(ika)}{J_0(ika)} + \frac{i\omega\varrho}{a\mathfrak{z}k^2} = \frac{1}{ik_1 a}\frac{J_1(ik_1 a)}{J_0(ik_1 a)}. \tag{11}$$

Eine erste Abschätzung ist unter zwei Voraussetzungen leicht möglich:

1. Für kleine Argumente der Besselfunktionen,
2. unter der Annahme, daß $|k| = \left|\frac{\omega}{c}\right| \ll \left|\frac{i\omega\varrho}{\lambda}\right|$.

Das letztere ist bei $c = 10\,\lambda$ (λ für Wasser $= 0{,}1$), also $c = 1$ cm/sec schon erreicht, in fast allen Fällen wird die zweite Annahme also gerechtfertigt sein. Bezüglich der ersten muß nachher bei der Diskussion noch ein Wort gesagt werden. Unter den angegebenen Voraussetzungen wird die Gl. (11) sehr übersichtlich:

$$\frac{1}{2} + \frac{i\omega\varrho}{a\mathfrak{z}k^2} = C\left(\frac{\omega\varrho}{\lambda}, a\right);$$
$$\text{oder } k^2 = -\frac{2i\omega\varrho}{a\mathfrak{z}(1-2C)}. \tag{11a}$$

Dabei ist C eine Abkürzung, ausführlich geschrieben:

$$C = \frac{1}{i\sqrt{\frac{i\omega\varrho}{\lambda}}\cdot a}\cdot\frac{J_1\left(i\sqrt{\frac{i\omega\varrho}{\lambda}}\cdot a\right)}{J_0\left(i\sqrt{\frac{i\omega\varrho}{\lambda}}\cdot a\right)}.$$

Dieses C ist nun früher bereits einmal bei Selbstinduktionsberechnungen aufgetreten. Es ist tabuliert und die Kurven (Abb. 5) konnten aus einer älteren Auflage des Werkes von Jahnke-Emde[14]) übernommen werden. Aus ihnen ist zu entnehmen, daß für steigende Argumente C gegen 0 strebt. Das wird aber durch Kleinerwerden von λ, also niedrige Werte der Viskosität erreicht, für $\lambda \to 0$ geht also Gl. (11a) über in:

$$k^2 = -\frac{2i\omega\varrho}{a\mathfrak{z}}, \tag{11b}$$

und das ist genau das gleiche, was z. B. Kortewegh[13]) erhalten hat. Die Rechnungen von Ranke[11]), die in diesem Punkte auch mit denen von Frank[12]) übereinstimmen, lassen sich unschwer so umformen, daß auch sie das gleiche Ergebnis zeigen. Das Neue liegt aber jetzt in dem Gliede C, das als Korrekturglied zu den bekannten Ergebnissen hinzutritt und den Ein-

[14]) Jahnke-Emde, Funktionentafeln.

fluß der Viskosität in Strenge darstellt. Es entsteht die Frage, wann dieser Einfluß eine Rolle zu spielen beginnt. Die Viskosität wird überall da nicht mehr zu vernachlässigen sein, wo C größer als 0,1 ist, also etwa bis zu $q = \sqrt{\frac{\omega \varrho}{\lambda}} \cdot a = 12$, und das kann der Fall sein: 1. bei kleinem a, also im Ohr; 2. bei tiefen Frequenzen, 3. bei hohen Reibungskoeffizienten. Um ein Zahlenbeispiel anzuführen: Wie groß ist der Reibung bei 100 Hz in einem elastischen Rohr mit dem gleichen Querschnitt, wie ihn die scala vestibuli aufweist? a ist rund 0,05 cm, $\varrho = 1$, $\lambda_{Wasser} \cong 0{,}1$; für $\nu = 100$ Hz ist $\omega = 620$, also $q = \sqrt{\frac{620}{0{,}1}} \cdot 0{,}05 \cong 4$, das Korrekturglied ist daher zu berücksichtigen. Der größte Einfluß des imaginären Teiles liegt bei $q = 2{,}5$, also bei $\nu = 40$ Hz. Der Einfluß des reellen Teiles steigt bis 0 Hz herunter an. Bei 1000 Hz hat q aber immer noch einen Wert von 12, an dieser Stelle kann also im Ohr erst der Einfluß des Korrekturgliedes vernachlässigt werden. Bis dahin ist aber die Viskosität zu berücksichtigen, was bisher nicht der Fall war — außer bei KUCHARSKI, der mit vereinfachtem Ansatz für die Reibung rechnet —. Das Bemerkenswerte an diesem Ergebnis ist nun weiter, daß der Einfluß der Reibung besonders nach tiefen Frequenzen zu bemerkbar wird, was auch aus der KUCHARSKIschen Arbeit hervorgeht, aber im Gegensatz zu vielen Erscheinungen der Reibung bei anderen Schwingungsproblemen steht.

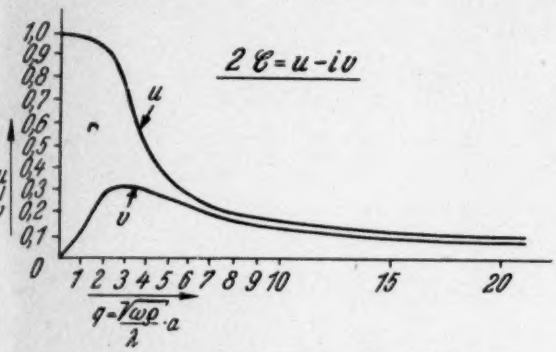


Abb. 5. Realteil und Imaginärteil des Korrekturfaktors 2 C

Es muß daher gefragt werden, ob das an einer ungenügenden Näherung in der Rechnung liegt. Dazu muß die Gl. (11) noch einmal herangezogen werden, denn deren Behandlung wurde vorgenommen nach Vereinfachung durch die Annahme: $|i\,k\,a| \ll 1$. Nun ist k proportional ω, d. h. die angewandte Näherungsrechnung wird nach hohen Frequenzen zu immer schlechter. Wo liegt nun die Gültigkeitsgrenze bei den Verhältnissen im Ohr?

Im Ohr muß unter allen Umständen mit kleinen Wellenlängen gerechnet werden, denn die ganze Länge der Basilarmembran beträgt nur rund 33 mm. Wenn ka nicht größer werden soll als 0,1, so liegt die Grenze für k bei 2 (a wieder mit 0,05 cm angenommen). Es ergibt sich damit also für die angegebene Näherung eine minimal erlaubte Wellenlänge von 3,1 cm, d. h. im Ohr scheint die Näherung gerade nur noch für die Erregungsstellen am Helikotrema, also die tiefsten perzipierten Frequenzen gestattet. Auch die Dämpfungsrechnung würde in diesem Falle nicht mehr voll stichhaltig sein. Um genaueren Aufschluß aber gerade für das Ohr zu erhalten, müßte man danach das k jeweils aus der strengen Gleichung ausrechnen, was wenigstens näherungsweise in jedem Falle gelingt. Nur hat man sich davor zu hüten, aus der durchgeführten Rechnung bereits strenge Schlüsse auf die Vorgänge im Ohr zu ziehen, denn die Rechnung ist durchgeführt für einen elastischen Schlauch mit der längs der Achse konstanten Impedanz $\mathfrak{z}$. Das ist aber im Ohr keineswegs der Fall, sondern es muß sogar eine recht starke Veränderlichkeit aus dem anatomischen Bau der Basilarmembran gefolgert werden. Ebenso ist auch die Unabhängigkeit von φ im Ohr nicht realisiert. Eine Weiterführung der Rechnung in der Weise, daß wenigstens einer dieser beiden Punkte noch hätte berücksichtigt werden können, ist bisher nicht gelungen. Wie aber die folgende Überlegung zeigt, können jedoch die angegebenen Gleichungen auch für das Ohr benutzt werden: Denkt man sich den Ohrkanal einmal etwa um das Zehnfache in Richtung seiner Längsachse auseinandergezogen, beträgt die Änderung von $\mathfrak{z}$ innerhalb eines Längenelementes nur noch ein Zehntel ihres früheren Wertes; dann könnte die Impedanz längs einer Periode praktisch konstant

gedacht werden, und die oben angeführte Rechnung dürfte man für die einzelnen Teile verwenden. Fügte man dann in Gedanken wieder Stück an Stück zusammen, so erhielte man sicher ein ungefähres Bild des tatsächlichen Vorganges. Wir betrachten zunächst nur den stationären Zustand und legen 1. die vereinfachte Gl. (11b) und 2. die Grundanschauungen der Resonanztheorie zugrunde, weil diese bei der folgenden Betrachtung die allgemeinsten sind, wie sich nachher zeigen wird. Nach ihrer Anschauung sind die einzelnen (Quer-),,Fasern" der Basilarmembran resonanzfähig, und zwar sollen sie am Eingang des Kanals auf hohe, am Helikotrema auf tiefe Frequenzen ansprechen. Nimmt man nun einen auf das Ohr fallenden Ton mit $\nu = 800$ Hz an, also im mittleren Hörbereich, so haben die einzelnen Fasern für diese Tonhöhe je nach der Entfernung vom Kanaleingang eine ganz verschiedene Impedanz. Am Eingang ist $\mathfrak{z}$ groß und negativ imaginär, da die Eigenfrequenz der Eingangsfasern wesentlich über der eingestrahlten Frequenz liegen soll (vorwiegend elast. Widerstand). In Gegend der Mitte soll Resonanz herrschen, $\mathfrak{z}$ wird $= 0$, wenn man von den Reibungsverlusten absieht. Am Helikotrema liegen die Eigenfrequenzen wesentlich unter der eingestrahlten Frequenz, die Impedanz bekommt den Charakter eines Trägheitswiderstandes und wird positiv imaginär. Wie wirkt sich das jetzt auf k aus? Die Gl. (11b) lautete:

$$k^2 = -\frac{2i\omega\varrho}{a\mathfrak{z}}.$$

Wird $\mathfrak{z}$ negativ und rein imaginär (Eingang), so wird k positiv und rein reell. Wird $\mathfrak{z}$ Null, geht $k \to \infty$, und ein positiv imaginäres $\mathfrak{z}$ macht k rein imaginär. Am Skaleneingang erfolgt demnach eine zunächst ungedämpfte Wellenausbreitung, deren Wellenlänge noch verhältnismäßig groß ist. An der Resonanzstelle sinkt die Wellenlänge auf Null ab, von da ab ergibt dann das positiv imaginäre k eine auf das Helikotrema zu steigende Dämpfung. Wichtig ist bei dieser Überlegung vor allen Dingen das Ergebnis, daß erst an der Resonanzstelle die Wellenlängen sehr klein werden, so daß im größten Teile des Gebietes zwischen ovalem Fenster und Resonanzstelle verhältnismäßig große Wellenlängen zu erwarten sind. Damit wäre nachträglich die Begründung gegeben, daß man $|ika|$ in einem relativ großen Gebiet doch als sehr klein gegenüber 1 ansehen darf, daß also die oben befürchtete Unstatthaftigkeit der vereinfachenden Annahmen nur für die nähere Umgebung der Resonanzstelle zutreffen dürfte. Es ergibt sich daraus jetzt auch endgültig, daß 1. die innere Reibung der Flüssigkeit gerade nach tiefen Frequenzen zu stark wirksam wird. Die Tatsache der starken Dämpfung hinter der Resonanzstelle stimmt 2. aber auch gut mit der von v. BÉKÉSY[15]) gefundenen Tatsache überein, daß Teile der Basilarmembran, die von der Resonanzstelle eines dargebotenen Tones nach dem Helikotrema zu liegen, durch diesen Ton nicht so ermüdet werden, wie die Teile zwischen Steigbügel und Resonanzstelle.

IV. Kopplung zweier Schläuche

Um nun noch näher an das ganze Problem heranzukommen und es dem Ohr anzugleichen, ist es notwendig, noch einige Betrachtungen über die Art der Impedanz $\mathfrak{z}$ anzuschließen, die bisher rein formal nach den Anschauungen der Resonanztheorie eingeführt wurde. Während bisher die Rechnungen für einen einfachen Schlauch durchgeführt wurden, sind im Ohr ja doch zwei Kanäle vorhanden, die scala vestibuli und die scala tympani. Die Betrachtungen wurden bislang nur so durchgeführt, als ob das Innere des elastischen Schlauches der scala vestibuli entspräche, die elastische Wand selbst aber den inneren Kräften der Basilarmembran, also Trägheit, Elastizität, Reibung; im Ohr tritt dazu aber noch außerdem die Impedanz der Massen, die von der Membran in Bewegung gesetzt werden müssen. Die Trägheitskräfte des Wassers in der scala vestibuli können dazu nichts mehr beitragen, denn dort wird die Kraft zu deren Überwindung durch den Steigbügel geliefert, außerdem sind sie bereits in der Differentialgleichung enthalten. Als Belastung der Membran können also nur noch die von der Flüssigkeit in der scala tympani ausgeübten

[15]) G. v. BÉKÉSY, Phys. Z. 30 (1929), S. 721.

Kräfte wirksam sein. Wie kann man diese nun einfach darstellen?

Um großen mathematischen Schwierigkeiten zu entgehen, nimmt man zweckmäßigerweise folgendes an: zwei elastische Schläuche verschiedenen Durchmessers, von denen der eine die scala vestibuli allein mit der Begrenzung durch die Basilarmembran darstellen soll, der andere die ebenfalls durch die Basilarmembran begrenzte scala tympani, sind miteinander

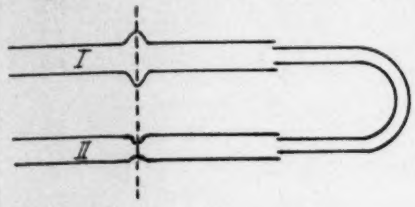


Abb. 6. System von zwei elastischen Rohren

verbunden. Dazu soll ein Mechanismus angenommen werden, der die Bewegung des einen Begrenzungsschlauches genau um 180° verschoben auf den anderen überträgt, wie auch in Abb. 6 gezeichnet. Pulsiert dann die scala vestibuli (Rohr I) an einer Stelle z nach innen, so soll an der entsprechenden Stelle die scala tympani (Rohr II) so weit nach außen pulsieren, daß von beiden Pulsationen gleiche Wassermengen verdrängt werden. Damit sind die Verhältnisse im Ohr so vereinfacht, daß eine Rechnung möglich wird. Es gelten nämlich jetzt für das Rohr II die gleichen Ergebnisse wie für I, nur daß statt des Radius a im Schlauch I jetzt der Radius b des Schlauches II einzusetzen ist. Die Impedanz der Flüssigkeit im Schlauch II an der Stelle z stellt sich also wie folgt dar:

$$(12a)\qquad \mathfrak{z}_{II} = \left(\frac{p}{w}\right)_{II} = \frac{-c_4\, i\,\omega\,\varrho\, e^{i k_{II} z}\, J_0(i\,k_{II}\,b)}{c_5\, i\,k_{II}\, e^{i k_{II} z}\, J_1(i\,k_{1I}\,b) + c_4\, i k_{II}\, e^{i k_{II} z}\, J_1(i\,k_{II}\,b)}$$

oder

$$(12b)\qquad \mathfrak{z}_{II} = -\frac{c_4\,\omega\,\varrho\, J_0(i\,k_{II}\,b)}{c_5\, k_{II}\, J_1(i\,k_{1II}\,b) + c_4\, k_{II}\, J_1(i\,k_{II}\,b)}.$$

Dabei ist zu bemerken, daß $k_{II} \neq k_I$, da die Skalen verschiedene Querschnitte besitzen und ein Sprung der k durch die Kräfte der Basilarmembran möglich ist. Dieser Teil der Impedanz muß noch zur Impedanz der Basilarmembran addiert werden (wegen Serienschaltung), wodurch sich die Nullstelle der Gesamtimpedanz verschiebt, und tatsächlich, wie auch bereits von HELMHOLTZ (zitiert bei RANKE[11])) angenommen, eine Rückwirkung der Flüssigkeit auf die Resonanzfrequenz stattfindet. Geht man nun mit dem korrigierten $\mathfrak{z} = \mathfrak{z}_{Membran} + \mathfrak{z}_{II}$ in die Gleichung für k noch einmal ein, so ergibt das im einfachsten Fall folgendes:

$$(13)\qquad k^2 = -\frac{2\,i\,\omega\,\varrho}{a\left(\mathfrak{z}_{Membran} - \dfrac{c_4\,\omega\,\varrho}{c_5\, k_{II}\, J_1\left(i\sqrt{\dfrac{i\,\omega\,\varrho}{\lambda}}\cdot b\right)} + \dfrac{c_1\, i\, k_{II}^2\, b}{2}\right)}.$$

Das k ist nun wiederum abhängig von der Größe der Impedanz der Flüssigkeit im Schlauch I, wodurch sogar bei allen bisher benutzten Vernachlässigungen das Bild so unübersichtlich wird, daß eine weitere Ausrechnung erst dann zweckmäßig erscheint, wenn die anatomischen Daten genauer bekannt sein werden.

Außerdem ist dabei die vom runden Fenster zurückwirkende Kraft auch noch nicht berücksichtigt, doch geht man kaum fehl in der Annahme, daß das keinen großen Fehler verursachen dürfte. Für das ganz strenge Verhalten müßte auch noch die Längsspannung der Membran eingeführt werden.

V. Vergleich des hydrodynamischen Problems mit den Vorgängen in einer elektrischen Siebkette

Zur weiteren Beleuchtung der Vorgänge — besonders bezüglich der Orts- und Frequenzabhängigkeit der Impedanz, für die die strenge Rechnung noch nicht möglich war — liegt es nahe, an den einfacheren Fall elektrischer Siebketten zu denken. Es muß also eine Kette aufgebaut werden, die einem mit inkompressiblem Medium gefüllten Schlauch entspricht, dessen Wände resonanzfähig sind. Das geschah durch die in Abb. 7 angegebene Schaltung: Von einer aus Spulen zusammengesetzten Leitung I gehen mehrere Siebglieder aus, die resonanzfähig ausgebildet sind. Das in Resonanz befindliche Glied vereinigt auf sich praktisch den gesamten Strom, der über die Leitung II zum Generator

zurückfließt. Die Leitung I entspräche dann der scala vestibuli, die Spulen mit ihrem Verlustwiderstand der Flüssigkeitsmasse mit ihrer inneren Reibung. Entsprechend wären dann die Siebglieder die einzelnen Fasern der Basilarmembran mit der Belastung durch die Flüssigkeit in der scala tympani. Bei Resonanz nehmen die besonders stark schwingenden Fasern einen großen Teil des Wassers auf, die Siebglieder einen großen Teil des Stroms, gegen die Beschleunigung des Wassers wirken die Trägheitskräfte, einer Änderung des elektrischen Stroms setzen die Selbstinduktionen der Leitung I einen entsprechenden Widerstand entgegen. Der Bewegung im hydrodynamischen Modell entspricht also hier der elektrische Strom. Die Wellenausbreitung, die in dieser Kette eintritt, soll jetzt an Hand der Abb. 8 näher untersucht werden:

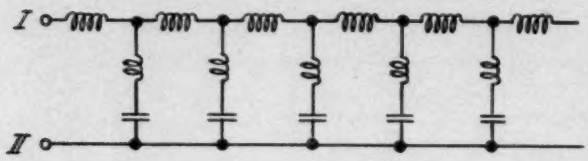


Abb. 7. Der Schnecke nachgebildete Siebkettenschaltung

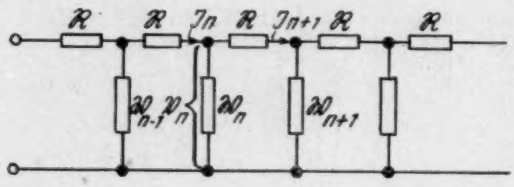


Abb. 8. Zur Bezeichnung der Siebkettenelemente

Es gilt:

$$\frac{\mathfrak{B}_{n+1}-\mathfrak{B}_n}{\mathfrak{R}} = -J_{n+1},$$

andererseits

$$J_n - J_{n+1} = \frac{\mathfrak{B}_n}{\mathfrak{W}_n(x)}.$$

Ein Glied weiter zurück:

$$\frac{\mathfrak{B}_n-\mathfrak{B}_{n-1}}{\mathfrak{R}} = -J_n,$$

zusammen:

$$\frac{\mathfrak{B}_{n+1}-\mathfrak{B}_n}{\mathfrak{R}} = \frac{\mathfrak{B}_n}{\mathfrak{W}_n(x)} + \frac{\mathfrak{B}_n-\mathfrak{B}_{n-1}}{\mathfrak{R}}$$

oder:

$$\Delta\mathfrak{B}_{n+\frac{1}{2}} - \Delta\mathfrak{B}_{n-\frac{1}{2}} = \frac{\mathfrak{B}_n}{\mathfrak{W}_n}\cdot\mathfrak{R}.$$

Entsprechend dem Ohrmodell, bei dem die Resonanzstellen nahezu gleichmäßig verteilt sind, ist auch hier der Grenzübergang durchzuführen. Dabei wird $\mathfrak{R}$ dem Gesetz $\mathfrak{R} = \mathfrak{R}_0 \cdot \Delta l$ folgen, $\mathfrak{W}_n(x) = \frac{\mathfrak{W}_{0n}(x)}{\Delta l}$, womit sich ergibt:

$$\Delta\mathfrak{B}_{n+\frac{1}{2}} - \Delta\mathfrak{B}_{n-\frac{1}{2}} = \mathfrak{B}_n \cdot \frac{\mathfrak{R}_0}{\mathfrak{W}_{0n}(x)} \cdot \Delta l^2.$$

Dann kann man die Gleichung durch Δl^2 kürzen und hat auf der linken Seite den 2. Differenzenquotienten stehen, so daß man ohne Schwierigkeit die Differentialgleichung aufschreiben kann:

$$\frac{d^2\mathfrak{B}}{dx^2} - \frac{\mathfrak{R}_0}{\mathfrak{W}_{0n}(x)}\mathfrak{B} = 0. \tag{15}$$

Zum Vergleich mit dem Ohr muß nun die Art der Abhängigkeit der $\mathfrak{W}_{0n}(x)$ von x richtig gewählt werden. Da wieder die Resonanztheorie als Grundlage benutzt werden soll, muß der Widerstand vor der Resonanzstelle negativ imaginär, an der Resonanzstelle bis auf den Dämpfungswiderstand Null, dahinter positiv imaginär sein, das würde etwa bedeuten $\mathfrak{W}_{0n}(x) = \mathfrak{W}_{00}(x-\alpha)$, wobei $\mathfrak{W}_{00}$ immer als reiner Blindwiderstand angenommen werden soll, damit die Rechnung nicht unnötig kompliziert wird. Die Gl. (15) würde sich dann schreiben:

$$\frac{d^2\mathfrak{B}}{dx^2} + \frac{\mathfrak{R}_0\cdot\mathfrak{B}}{\mathfrak{W}_{00}(\alpha-x)} = 0. \tag{15a}$$

Durch einfache Koordinatentransformation $\alpha - x = \xi$ ergibt sich:

$$\frac{d^2\mathfrak{B}}{d\xi^2} + \frac{\beta}{\xi}\mathfrak{B} = 0. \tag{15b}$$

Die Lösung kann man in folgender Form darstellen:

$$\mathfrak{B} = \sqrt{\frac{\xi}{\beta}}\cdot Z_1\left(\sqrt{4\beta\xi}\right). \tag{16}$$

— Bei anderer Abhängigkeit der $\mathfrak{W}_{0n}$ von x ist die Differentialgleichung in vielen Fällen durch Potenzreihenansatz zu lösen. — Aus obiger Lösung ist nun tatsächlich zu sehen (Abb. 9): 1. Von der Erregerseite her bis zur Resonanzstelle: Wellenausbreitung. 2. Auf die Resonanzstelle zu: Verkürzung der Wellenlängen, und 3. hinter der Resonanzstelle: keine Wellenausbreitung mehr, der gezeichnete starke Abfall hat keine physikalische Bedeutung, denn das auf Resonanz abgestimmte Glied stellt einen

idealen Kurzschluß dar, so daß hinter der Resonanzstelle Spannung und Strom gleich Null sein müssen, die angegebene Lösung ist also nur bis zur Resonanzstelle sinnvoll. Wenn man will, kann man jedoch in dem steilen Abfall der Funktion vielleicht den Grund zu den Wirbeln sehen, die v. BÉKÉSY[16]) in seinen Arbeiten beschrieben hat. Das übrige Bild aber stimmt in der Tat gut mit dem überein, was auf Grund der hydrodynamischen Rechnung zu erwarten war. Die Durchführung einer Meßreihe an einer — allerdings nicht kontinuierlich herstellbaren — elektrischen Kette ergab tatsächlich die für sie errechneten Werte und zeigte bis zur Resonanzstelle die erwartete „Wellen-

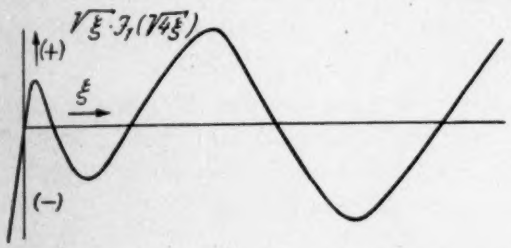


Abb. 9. Zum Spannungsverlauf längs der in Abb. 8 dargestellten Siebkette mit kontinuierlicher Verteilung der Schaltelemente

ausbreitung", wenn man bei einer diskontinuierlichen Kette davon sprechen darf, an der Resonanzstelle trat maximaler Strom auf, hinter ihr fielen die Stromamplituden stark gegen Null ab.

Wie können nun die bisherigen Ergebnisse zur Entscheidung für oder gegen die einzelnen Hörtheorien verwendet werden? Zunächst: Der Resonanztheorie widerspricht nichts, sondern die bisherigen Ergebnisse sind eine gute Stütze für sie. Der Einwand, daß die kurzen Fasern nicht auf so tiefe Eigenfrequenzen (bis 20 Hz) herunter abgestimmt sein können, wird jetzt nicht nur vorstellungsmäßig, sondern auch analytisch dadurch eingeschränkt, daß tatsächlich die Flüssigkeit eine zusätzliche Impedanz hervorruft. Das ist auch eine Tatsache, die der RANKEschen Rechnung nicht zugrunde liegt. Dort ist das dynamische Verhalten des „Volumenkompressibilitätsmoduls" nicht genügend berücksichtigt, denn in dem Teile der Arbeit, in dem RANKE den Einfluß der Membranmasse sozusagen als Korrektur betrachtet, fehlt gerade die Beachtung der durch die Flüssigkeit hervorgerufenen Impedanz, so daß sehr wohl eine Resonanz von Basilarmembranfasern + Belastung innerhalb des Hörbereiches in Frage kommt. Und KUCHARSKI? Hier liegt wohl der „Fehler" in seiner Annahme, daß die Wellenausbreitung durch die Membranbewegung nicht beeinflußt wird. Er begründet das damit, daß von der Membranausbauchung bei 4580 Hz nur rund 0,00075 mm³ aufgenommen werden könnten. Die Trommelfellimpedanz ist aber bei dieser Frequenz sicher nicht kleiner als die von Luft, also $\mathfrak{z}_{Tr} = 41{,}5$. Bei einem Schalldruck von $10\,\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}$ wäre also

$$u_{Tr} = \frac{10}{41{,}5} \cong 0{,}6\,;\quad a_{Trommelfell} = \frac{u}{\omega} = \frac{0{,}6}{2\pi \cdot 4580} \cong 2 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}\,.$$

Die Amplitude des ovalen Fensters soll einmal gleich groß angenommen werden, obwohl nach den bisherigen Beobachtungen die Gehörknöchelchen die Amplitude bei dieser Lautstärke schon ganz erheblich untersetzen. Mit dieser Annahme ergäbe sich:

$$\varrho_{ov.\,F.} \cdot a_{ov.\,F.} = a_{Tr} \cdot q_{ov.\,F.} = 2 \cdot 10^{-5}\ \text{cm} \cdot 1\ \text{mm}^2 = 2 \cdot 10^{-4}\ \text{mm}^3\,.$$

Daraus muß geschlossen werden, daß sehr wohl mindestens ein großer Teil der vom ovalen Fenster verdrängten Flüssigkeitsmenge durch die Membranausbauchung aufgenommen, und daß daher der Vorgang so verlaufen würde, wie oben geschildert. Für oder gegen andere Theorien sind keine neuen Gesichtspunkte gewonnen worden, die Einwände, die gegen die „Schallbild"-Theorien zu erheben sind, liegen ja auch, wie eingangs erwähnt, auf anderen Gebieten (Phasenbetrachtungen). Da aber gerade aus den Rechnungen und Überlegungen der ersten Abschnitte die Resonanztheorie so gut für die Verhältnisse im Ohr zu passen scheint, reizt es, einmal den Haupteinwand zu untersuchen, der gegen sie erhoben wurde: Die Diskrepanz zwischen Resonanzschärfe und An- bzw. Abklingdauer.

[16]) G. v. BÉKÉSY, Phys. Z. 29 (1928).

VI. Untersuchungen über den Zusammenhang von Resonanzschärfe mit An- und Abklingzeit der Basilarmembranfasern

Aus welchen Tatsachen des Hörens sind bisher Rückschlüsse auf Resonanzschärfe und Abklingdauer gezogen worden?

Man hat, um von letzterem auszugehen, entweder die eben merkliche Unterbrechungsdauer intermittierender Töne bestimmt[17]) und daraus dann auf die Zeit geschlossen, in der der Ton nach Abschalten so weit abgeklungen sein muß, daß die Unterschiedsschwelle überschritten wird. Dieser Schwellenwert einer eben merkbaren Intensitätsänderung ist bestimmt worden, die Messung der eben merklichen Unterbrechungsdauer ergab für den ganzen Tonbereich etwa gleiche Abklingungszahlen. Bei einer anderen Meßanordnung versucht man aus der Schnelligkeit, mit der die beiden Töne eines Trillers abgewechselt werden können[18]), ohne daß der Eindruck des Trillerns verschwindet, auf die Dämpfung zu schließen. Es ergaben sich im Gegensatz zu obigen Messungen gleiche Abklingdauern. Auf jeden Fall sind alle derartigen Messungen zur Feststellung der Abklingdauer ungeeignet, denn bei allen Messungen werden Ab- und Anklingdauer zusammen gemessen, und beide können, wie nachher gezeigt wird, durchaus verschiedenen Gesetzen gehorchen. Ob eine direkte Messung z. B. des Anklingens allein, wie es z. B. von Békésy[15]) versucht, widerspruchsfrei und genau möglich ist, bleibe dahingestellt, da bei so kurzen Vorgängen bestimmt auch schon die nervösen Funktionen eine Rolle spielen dürften. Als Messung der Resonanzschärfe wäre einmal die von Wegel und Lane (zitiert bei Anm. 18) anzuführen, sie messen, „welches die physikalischen Intensitäten der dem Eigenton des betreffenden Ohrresonators benachbarten Töne sind, die von diesem Ton gerade noch überdeckt werden, und konstruieren hieraus eine Art Einhüllende, welche die Resonanzkurve der entsprechenden Zone der Basilarmembran repräsentiert". Eine viel größere Resonanzschärfe, als sie aus diesen Versuchen hervorgeht, hat v. Békésy an einem kranken Ohr[16]) gefunden, die einem Dämpfungsdekrement $\vartheta = 0{,}0006$ entspricht. Also ein ϑ, was zu einer sehr großen Resonanzschärfe, aber nicht zu großer Dämpfung passen würde. Also auch hierbei keine eindeutigen Ergebnisse. Da man nun durch die Versuche offenbar noch keine rechte Auskunft erhalten konnte, hat man sich zu fragen: Wie muß man sich nach den bisherigen Überlegungen bei einem plötzlichen Aufhören der Bewegung des Steigbügels das Abklingen der vorher in Resonanz befindlichen Membranfaser vorstellen? Denn darauf kommt es doch für das Empfinden des Abklingens in erster Linie an. Dazu kommt man am besten durch folgende Überlegung:

Bei Messungen der vom Trommelfell absorbierten Schallenergie konnte bisher keine Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der jeweiligen Lautstärke, mit der das Ohr betönt wurde, festgestellt werden. D. h. die Trommelfellamplitude steigt linear mit steigendem Schalldruck vor dem Ohr. Nach allen bisherigen anatomischen Untersuchungen hat sich weiter ergeben, daß der Übertragungsmechanismus der Gehörknöchelchen nichtlinear arbeitet. Da aber für die Annahme einer maßgebenden und genau reziprok verlaufenden Nichtlinearität der Schneckenimpedanz kein Grund vorliegt (s. Rechnung), muß zwingend gefolgert werden, daß die Trommelfellimpedanz in erster Näherung von der Schneckenimpedanz nicht abhängen kann, daß also für die Amplitude des Trommelfells eine andere Impedanz maßgebend sein muß. Welche anatomischen Vorgänge und Gebilde außer dem Trommelfell selbst dafür verantwortlich sind, soll hier nicht näher untersucht werden, im allgemeinen werden die Wirkung des Luftpolsters im Innenohr[19]) und eventuell die der Bogengänge als Ursache angesehen. Nun ist aber die Amplitude des Trommelfells mit der des ovalen Fensters durch die Wirkungsweise der Gehörknöchelchen eindeutig verknüpft. Betrachtet man daher die Wirkung

[17]) A. M. Mayer, Phil. Mag. 37 (1894).

[18]) E. Meyer und E. Waetzmann, Naturwiss. 13 (1925).

[19]) G. v. Békésy, Akust. Z. 1 (1936).

des Schalldruckes (vor dem Trommelfell!) auf das ovale Fenster, so wird dieses nur eine sehr viel geringere Amplitude erhalten, als es dem Verhältnis von auf das Ohr wirkender Kraft zur Impedanz der Schnecke entspräche, weil, wie oben geschlossen, ein großer Teil der Kraft zur Bewegung der „Nebenimpedanz" benutzt wird, die um mindestens eine Größenordnung größer ist, als die der Schnecke mit Gehörknöchelchen. Es wird sich also eine Amplitude ausbilden, die nur einer auf das ovale Fenster wirkenden Kraft K_F entspräche, im Gegensatz zu der auf das Trommelfell wirkenden viel größeren Kraft K_T. Nimmt man jetzt einmal an, daß die für die „Nebenimpedanz" maßgebenden schwingungsfähigen Gebilde stark gedämpft seien, so müßte bei plötzlichem Abschalten eines Tones die Trommelfellbewegung auch sehr schnell abklingen. Daß diese Annahme eines stark dämpfenden Charakters der Nebenimpedanz berechtigt ist, zeigt die Tatsache, daß die Ohrabsorption keine starken Selektivitätserscheinungen aufweist, sondern von steilen Resonanzüberhöhungen in der Absorptionskurve bisher nichts gefunden werden konnte.

Die bei einer bestimmten Amplitude des Trommelfells in Schnecke und Gehörknöchelchen befindliche Energie muß nun wesentlich kleiner sein, als die, die in der Nebenimpedanz vorhanden ist, da die Amplituden die gleichen, die Impedanzen aber in der oben geschilderten Weise verschieden sind. Und, einmal anders herum betrachtet: Fällt von außen kein Schall auf das Trommelfell, und eine hypothetische Störung mit der Kraft K_F innerhalb der Schnecke will sich nach dem Trommelfell zu ausgleichen, so muß von der kleinen Kraft K_F die sehr große Nebenimpedanz in Bewegung gesetzt werden. Diese Bewegung wird daher nur sehr gering sein, praktisch so, wie bei einem Abschluß der Schnecke durch eine fast feste Wand an Stelle des ovalen Fensters. Und daß energiereichere Störungen, als der Kraft K_F entspricht, in der Schnecke auftreten können, ist nicht möglich, da die Energie eines unter einer erzwingenden Kraft schwingenden Systems nach Abschalten dieser Kraft nicht größer werden kann, als sie vorher war. Die letzte Überlegung bezüglich der Vorgänge im Ohr bei einer Störung von innen her entspricht dann gerade dem Fall, daß ein Ton plötzlich abgeschaltet würde allerdings unter der Annahme, daß die Nebenimpedanz ein aperiodisches Abklingen des Trommelfells hervorriefe, was wahrscheinlich nur annähernd stimmt. — Es kann aber für das Folgende festgehalten werden:

1. Das ovale Fenster wirkt durch die Gehörknöchelchen und die Nebenimpedanz für Vorgänge in der Schnecke praktisch wie ein harter Abschluß.

2. Die Amplitude des ovalen Fensters klingt bei Abschalten eines Tones ebenso schnell wie das Trommelfell ab. Die Schwingungen des Trommelfells sind aber stark gedämpft, dadurch erfolgt auch ein schnelles Abklingen der Amplitude des ovalen Fensters, in erster Näherung unabhängig vom Charakter der Schneckenimpedanz.

Was haben diese beiden Punkte nun für das Abklingen der Membranfasern zu sagen? Fällt ein Ton konstanter Frequenz auf das Ohr, so wird nach Anschauung der Resonanztheorie — und nur um diese handelt es sich ja in diesem Abschnitt — durch den in der Schnecke hervorgerufenen Wechseldruck das in Resonanz befindliche Basilarmembrangebiet besonders stark zu Schwingungen angeregt, die anderen Gebiete sehr wenig. Nach der im Abschnitt III und entsprechend V durchgeführten Rechnung wird dann an der Resonanzstelle die Membranamplitude so lange steigen, bis praktisch das gesamte vom ovalen Fenster in Bewegung gesetzte Flüssigkeitsvolumen vom Resonanzgebiet aufgenommen wird, denn andere Fasern sollen ja nur sehr wenig mitschwingen, was bei einer so großen Resonanzschärfe, wie sie v. Békésy[16]) gefunden hat, auch tatsächlich der Fall wäre. Hört nun der Ton plötzlich auf, so muß nach den obigen Betrachtungen die Amplitude des ovalen Fensters sehr schnell abklingen, und dieses dann als praktisch harter Abschluß der Schnecke wirken. Das vorher in Resonanz befindliche Membrangebiet hat aber bei einem Dämpfungsdekrement $\vartheta = 0{,}0006$ bestimmt noch das Bestreben, weiterzuschwingen. Dazu muß aber die Flüssigkeit in Bewegung bleiben.

Die vorher vom ovalen Fenster bewegte Menge müßte jetzt voll von den anderen Fasergebieten aufgenommen werden. Diese aber werden sich jetzt kaum stärker bewegen als vorher, denn der nun vom Resonanzgebiet ausgeübte Druck ist ja nicht größer als der, der vorher seine Amplitude erzwang, und bei diesem Druck schwangen bei der großen Resonanzschärfe die anderen Fasern nur sehr wenig mit. Dadurch, daß jetzt nur noch ein Bruchteil der vorher bewegten Flüssigkeit verdrängt werden kann, wird die Membranbewegung äußerst stark gehindert und muß plötzlich mit einer sehr viel kleineren Amplitude erfolgen als vorher.

Daraus erhellt das merkwürdige Verhalten, daß ein an sich sehr scharf abgestimmtes System sehr schnell, praktisch plötzlich auf eine wesentlich geringere Amplitude „abklingen" kann. Rechnerisch stellt man das am besten so dar, daß die Flüssigkeit der scala vestibuli, die vorher durch den Steigbügel bewegt wurde und nur die erregende Kraft für die Faser lieferte, jetzt mit der gesamten Gehörknöchelchenkette und Nebenimpedanz etwa nach Gl. (12a) als Belastung der Membran wirkt und damit also die Amplitude plötzlich sehr stark herabsetzt. Von diesem allerdings wesentlich verkleinerten Ausschlag an ist dann erst ein Abklingen ungefähr entsprechend der Eigendämpfung der Fasern zu erwarten — die innere Reibung der Flüssigkeit geht natürlich nach den Gl. (11) oder (11a) auch noch ein.

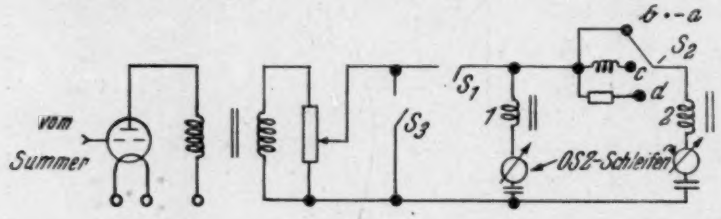


Abb. 10. Schaltung zur Untersuchung der Ein- und Ausschaltvorgänge

VII. Messungen an analog gebauten elektrischen Gliedern

Für diese eben beschriebenen Abklingvorgänge liegt es ebenfalls nahe, einen Vergleich mit dem elektrischen Analogon zu ziehen: Zu diesem Zwecke sollen einmal die Ein- und Ausschwingvorgänge bei 2 Gliedern der schon oben betrachteten Kette aufgezeigt werden. Schaltung für diesen Zweck nach Abb. 10. Das Glied 1 war abgestimmt auf 225 Hz, das Glied 2 auf 190 Hz. In den Kreisen — zwischen Kapazität und Selbstinduktion — lagen 2 völlig gleiche Oszillographenschleifen. Zuerst wurde Schalter S_2 offen gelassen (Stellung a), ebenfalls S_3, vom Summer her eine Frequenz von 225 Hz durch Öffnen und Schließen des Schalters S_1 intermittierend auf das vordere Glied gegeben; Abb. 11a gibt das Oszillogramm. Wie zu erwarten: Langsames Einschwingen, aber plötzliches Abklingen, da der Stromkreis jetzt nur über einen unendlichen Widerstand (im Ohr dem Abschluß durch das ovale Fenster entsprechend) geschlossen ist. Abb. 11b: S_2 in Stellung b, sonst alles wie vorher: Beide Glieder schwingen langsam auf ihre, der Abstimmung entsprechende Endamplitude an, beim Abschalten jetzt plötzliches Abfallen der Stromamplitude in Glied 1, die in ihm aufgespeicherte Energie gleicht sich über den durch Glied 2 gebildeten relativ hohen Widerstand aus, deutlich ist der Phasensprung bei Glied 2 und die selbstverständliche Gleichheit der Stromamplituden beider Glieder. Ein ganz ähnliches Bild bei 11c, bei dessen Aufnahme S_2 in Stellung c stand. — Dagegen schnelleres Abklingen bei 11d, wenn S_2 über d geschlossen ist. Wie das Abklingen aussehen müßte, wenn nur die Eigendämpfung der Glieder dafür eine Rolle spielte, zeigt endlich 11e mit den Schalterstellungen S_1 geschlossen, S_2 auf b, S_3 intermittierend geschlossen.

Mit diesen Vorgängen ist die Wirkungsweise des Mechanismus gefunden, der beim Analogon im Ohr gerade bei großer Resonanzschärfe eine kleine Abklingdauer verlangt. Aber wie kommt das schnelle Anklingen zustande? Auch das läßt sich erklären: Man geht dabei wieder zweckmäßig davon aus, daß die Amplitude des ovalen Fensters zwangsläufig von außen her unter plötzlicher Überwindung der von der Flüssigkeit in der scala vestibuli ausgeübten Kräfte erzwungen wird. Der Druck, der vom Steig-

bügel auch auf die vorher ruhende Basilarmembran wirkt, muß an irgendeiner Stelle ein Ausweichen der Flüssigkeit hervorrufen. Nach den anatomischen Gegebenheiten kann diese Stelle nur das runde Fenster sein. Entweder muß also die gesamte Flüssigkeitssäule, die sich aus den beiden Skalen additiv zusammensetzt, beschleunigt werden, oder aber, wenn die Impedanz der Basilarmembran an einer Stelle kleiner ist als die Summe der Trägheitskräfte der hinter dieser Stelle (zum Helikotrema hin, dort hindurch und in der scala tympani wieder zurück) befindlichen Flüssigkeit, wird die Basilarmembran bewegt werden. Da die Trägheitskräfte der langen Wassersäule aber relativ groß sind, wird vor allem am Anfang der Skalen auf die Basilarmembran ein großer Druck ausgeübt werden. — Auf das Helikotrema zu sinkt er ab, doch fällt nach dieser Richtung ja auch die Impedanz der Basilarmembran (immer unter Berücksichtigung der dynamischen Verhältnisse, wenn die Fasern noch nicht eingeschwungen sind), so daß auch die hinteren Teile der Membran bewegt werden können. — Jedenfalls sieht man, daß bei plötzlicher Bewegung des ovalen Fensters nach vorherigem Ruhezustande auf die Basilarmembran verhältnismäßig große Drucke ausgeübt werden. Schwingt nach einer gewissen Zeit dann aber eine Faser in Resonanz mit, so ist bei geringer Dämpfung der Faser die Kraft auf sie, die im ersten Augenblick sehr groß war, nahezu 0: Die Kraft ist durch die Kontinuitätsbedingung in der Flüssigkeit amplitudenabhängig. Wie sieht nun ein Einschwingen unter dem Einfluß einer solchen amplitudenabhängigen Kraft aus: Zeichnet man sich einmal (Abb. 12) die Umhüllende für den Einschwingvorgang eines Systems unter der Wirkung einer konstanten kleinen Kraft (a), das andere Mal bei einer auch konstanten, aber größeren Kraft auf (b), so hat man zu beachten, daß nach der gleichen Zeit in beiden Fällen die Amplitude z. B. bis auf 10% ihren Maximalwert erreicht haben muß. Dazu ist bei Kurve b ein viel steilerer Anstieg notwendig als bei Kurve a. Ein Einschwingvorgang, bei dem die Kraft beispielsweise zuerst so groß ist wie im Falle b, im eingeschwungenen Zustand aber nur noch so groß wie bei a, wird dann — im Einzelfalle je nach dem genauen Gesetz der Amplitudenabhängigkeit — z. B. eine Umhüllende ergeben, wie sie als Kurve c eingezeichnet ist. Ein solches Verhalten kann man auch im elektrischen Versuch nachahmen: Während bei der Aufnahme der Oszillogramme a—e in Abb. 11 der Potentiometerabgriff fast ganz auf 0 stand, so daß also die Siebglieder nicht auf den Gene-

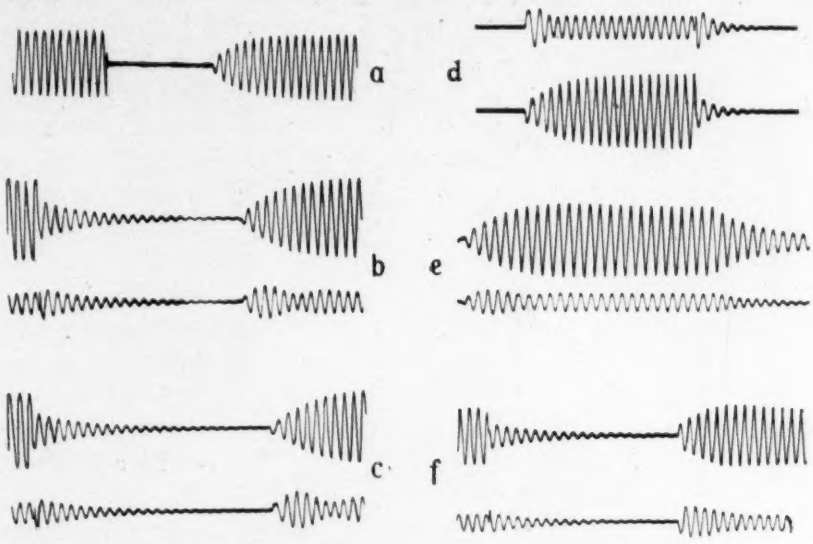


Abb. 11. Oszillogramme der Ein- und Ausschaltvorgänge

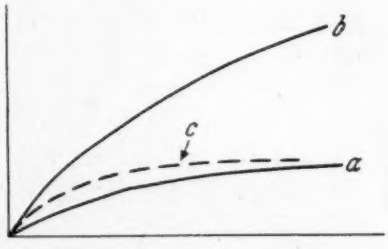


Abb. 12. Einhüllende der Einschaltkurven bei verschiedenen Versuchsbedingungen

rator zurückwirken konnten, wurde er jetzt ganz herausgerückt — vorher natürlich die Summerleistung herabgesetzt —. Es war nun folgendes zu erwarten: Beim Einschalten, wenn die Glieder also noch nicht eingeschwungen waren, mußten sie einen verhältnismäßig hohen Widerstand besitzen. Beim langsamen Einschwingen mußte er dann stark bis zum rein ohmischen Widerstand im stationären Zustande absinken[20]). Die Abhängigkeit der von einer Röhre (Triode) abgegebenen Leistung in Abhängigkeit vom Außenwiderstand wird aber durch Abb. 13 wiedergegeben. Unter einer

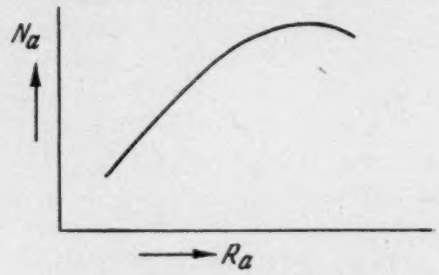


Abb. 13. Maximal abgebbare Leistung einer Triode in Abhängigkeit vom Außenwiderstand

durch den optimalen Außenwiderstand gegebenen Grenze steigt danach mit höherem R_a auch die abgebbare Leistung N_a der Röhre, bei kleinen Widerständen wird sie kleiner. Nun ist N_a allerdings nur ein ungefähres Maß für die mehr oder weniger starke Anregung eines Siebgliedes, doch muß der Sinn richtig wiedergegeben werden. Das Experiment (Abb. 11f) bestätigt die Annahme, es ist tatsächlich ein steilerer Anstieg als bei den Oszillogrammen a—e zu beobachten. Während vorher zum Anklingen rund 10 Schwingungen notwendig waren, sind es jetzt nur noch 5. Die Amplitude geht zuerst sogar über den Endwert hinaus und zeigt dadurch besonders gut die Wirkungsweise der Rückwirkung auf die Kraft. Damit ist am elektrischen Analogon auch die Möglichkeit des schnellen Anklingens eines nur schwach gedämpften Gliedes aufgezeigt, und es dürfte mit den Betrachtungen dieses Abschnittes der schwerstwiegende Einwand gegen die Resonanztheorie des Hörens entkräftet sein.

[20]) Der Widerstand ist hier nur als Quotient e/i aufgefaßt, es handelt sich trotzdem nur um lineare Glieder.

VIII. Verwertung der Ergebnisse

Mit der vorliegenden Arbeit ist eine Grundlage zur Behandlung der Hörtheorien gegeben. Die dabei gewonnenen Ergebnisse und Gesichtspunkte lassen sich aber auch noch für andere Zwecke nutzbar machen; so könnte man daran denken, unter Benutzung elastischer wassergefüllter Schläuche akustische Siebe zu bauen; Versuche in dieser Richtung zeigten brauchbare Ergebnisse. Vor allem aber weist der letzte Abschnitt den Weg, resonanzscharfe und doch schnell ansprechende sowie schnell abklingende Analysatoren herzustellen, was bisher aus prinzipiellen Erwägungen allgemein wohl für unmöglich gehalten worden ist. Ein solcher Analysator müßte ungefähr folgendermaßen gebaut sein: Nach den Untersuchungen in den vorausgegangenen Kapiteln verlangt 1. die Forderung nach Resonanzschärfe, daß die schwingungsfähigen Gebilde im Analysator nur sehr wenig gedämpft sind; 2. die Bedingung, daß die Glieder schnell abklingen müssen, erfordert, daß die Resonanzkreise als „Durchlaßkreise" ausgebildet werden, und 3. verlangt das Bestreben, ein schnelles Anklingen zu erzielen, daß die angezeigte Amplitude auf die Eingangsspannung zurückwirken kann.

D. h.: Im großen und ganzen müßte die Schaltung etwa so aussehen, wie in Abb. 10 gezeichnet, nur das man 1. zweckmäßig eine Pentode als Endröhre nimmt (um die Funktion N_a (R_a) günstiger zu erhalten), des weiteren natürlich für diesen Fall optimale Anpassung anstrebt mittels eines besonders dafür ausgewählten Übertragers, und daß man schließlich sehr viele Glieder nehmen muß, um bei der sehr scharfen Abstimmung einen größeren Frequenzbereich zu beherrschen. Es wird in einzelnen Fällen auch noch notwendig sein, durch Zusatzschaltungen mit Röhren die Eigendämpfung der Siebkreise herabzusetzen.

Zusammenfassung

Es werden an Hand einer mathematischen Darstellung der Schallausbreitung in mit vis-

löser, inkompressibler Flüssigkeit gefüllten elastischen Schläuchen Rückschlüsse auf die hydrodynamischen Vorgänge im Ohr gezogen. Die Ergebnisse stimmen überein mit den Vorgängen in einer dem elastischen Schlauch analog nachgebildeten elektrischen Siebkette. Die Anschauungen der Resonanztheorie des Hörens sind mit den Ergebnissen verträglich, die Rechnungen von KUCHARSKI und RANKE werden diskutiert. Im letzten Abschnitt werden die Ein- und Ausschwingvorgänge im Ohr und an der entsprechenden elektrischen Siebkette untersucht; es wird gefunden, daß unter den vorliegenden anatomischen Bedingungen mit einer großen Resonanzschärfe ein schnelles An- und Abklingen verbunden sein muß.

Zum Schluß gedenke ich in Ehrfurcht meines verstorbenen, hochverehrten Lehrers, Prof. Dr. E. WAETZMANN, der die Anregung zu dieser Arbeit gab. Zu danken habe ich besonders Herrn Doz. Dr. SCHUSTER für die Betreuung, Herrn Prof. Dr. BERGMANN für die wohlwollende Anteilnahme an der Arbeit, der Firma Siemens & Halske AG. für die großzügige Unterstützung.

(Eingegangen am 5. April 1940.)

Über Frequenzkurven von Geigen

Von Hermann Meinel

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung der Technischen Hochschule Berlin

(Mit 8 Textabbildungen)

I. Einfache und vierfache Frequenzkurven (Aufnahmeverfahren)

Die akustischen Eigenschaften schwingender Systeme werden im hervorragenden Maße durch Frequenzkurven wiedergegeben. Solche Kurven wurden darum schon frühzeitig von einfacheren Systemen, z. B. Mikrophonen und Lautsprechern, gewonnen. Für so komplizierte Schwingungsgebilde wie Geigen sind dagegen Frequenzkurven erst später aufgenommen worden[1]), [2]), [3]), [4]), [5]), [6]).

[1]) C. V. RAMAN, Phil. Mag. 39 (1920), S. 535.
[2]) H. MEINEL, Elektr. Nachr.-Techn. 14 (1937), S. 119, Karlsruher Diss.
[3]) H. BACKHAUS, Z. techn. Phys. 17 (1936), S. 573.
[4]) H. MEINEL, Akust. Z. 2 (1937), S. 22 und 62.
[5]) F. A. SAUNDERS, J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), S. 81.
[6]) H. BACKHAUS und G. WEYMANN, Akust Z. 4 (1939), S. 302.

[1–6]) (In Anm. 1 stützt sich die Frequenzkurve auf Messungen des Bogendruckes, der an Resonanzstellen wegen der erhöhten Schallabstrahlung ein Maximum erreicht; in Anm. 2 auf Messungen der Körperamplitude, außerdem wird der Verlauf von Teilen einer Frequenzkurve durch Schalldruckmessungen verfolgt. Die Frequenzkurven zu Anm. 3, 4, 5, 6 beruhen auf Schalldruckmessungen.)

Über das bisher meistens benutzte Verfahren, das Messungen des Schalldruckes in Abhängigkeit von der Frequenz bei einer Erregung der Geige durch Saitenanstrich vorsieht, die hier allein interessiert, wurde schon eingehend berichtet[3]), [4]), [5]). Deshalb sei nur kurz darauf hingewiesen, daß, bei tiefen Klängen beginnend, die Amplituden des Grundtones[7]) der Geigenklänge in Abhängigkeit von der Frequenz in kleinen Frequenzabständen gemessen werden. Sobald die Tonhöhe der nächsthöheren Saite erreicht ist, erfolgt der Übergang auf diese Saite usw. Bei hohen Frequenzen werden Amplituden von Obertönen niedriger Ordnungszahl gemessen, weil die Grundtöne der Geige nur bis etwa 3000 Hz reichen. Auf diese Weise kann eine einzige Frequenzkurve für das gesamte Frequenzgebiet der Geige (194 bis etwa 8000 Hz) erhalten werden. In der Aufnahme einer einzigen Frequenzkurve, die aus später ersichtlichen Gründen „einfache Frequenzkurve" genannt werden möge, gipfelten bisher alle Verfahren. Einfache Frequenzkurven reichen auch

[7]) Über eine etwas andere Art vgl. F. A. SAUNDERS, J. Acous. Soc. Am. 9 (1937), S. 81 und Akust. Z. 3 (1938), S. 102.

tatsächlich aus, um zahlreiche wichtige klangliche Eigenschaften von Geigen zu erfassen, insbesondere auch bis zu dem in früheren Arbeiten[8]), [9]) gekennzeichneten Grade klangliche Prüfungen von Geigen auf objektiver Grundlage durchzuführen.

Indes bestand Klarheit darüber, daß die geschilderte Art der Aufnahme noch Mängel aufweist[10]). Es sei dabei ganz davon abgesehen, daß die Frequenzkurven nur den in einer Richtung gemessenen Schalldruck wiedergeben. Man erwartet im vornherein kaum etwas anderes von einer Frequenzkurve, und dann ist auch diese Frage von geringerer Bedeutung als man auf den ersten Blick annehmen möchte, worauf weiter unten[11]) etwas näher eingegangen wird. Was jedoch eine Frequenzkurve auszeichnen muß, ist eine klare Wiedergabe der Abhängigkeit des Schalldruckes von der Frequenz für das untersuchte Schwingungssystem. Die einfachen Frequenzkurven leisten das nicht. Wegen des Überganges von einer Saite zur anderen während der Aufnahme geben sie nicht einfach die Frequenzabhängigkeit des Schalldruckes für ein gekoppeltes System Saite—Steg—Resonanzkörper wieder, sondern enthalten noch alle die vorläufig völlig unübersichtlichen Einflüsse, die von der Verschiedenheit der vier Geigensaiten selbst und von ihrer verschiedenen Lage auf dem Geigensteg herrühren. Das ist physikalisch nicht befriedigend. Zudem sind die Einflüsse musikalisch keineswegs unbedeutend. Zwischen gleichhohen auf verschiedenen Saiten gespielten Klängen bestehen vielmehr schon subjektiv derart große Klangfarbenunterschiede, daß z. B. Komponisten entsprechende Spielvorschriften geben (vgl. „sul c", „sul g" — nur auf c- bzw. g-Saite zu spielen), wenn sie, etwa innerhalb eines Themas, eine einheitliche klangliche Wirkung wünschen. Die einfache Frequenzkurve gibt diese Unterschiede zwischen den vier Saiten nicht wieder. Es galt also, eine Aufnahmeart zu finden, die bessere Ergebnisse liefert.

Im wesentlichen gibt es zwei Möglichkeiten, bei der Frequenzkurvenaufnahme für Geigen eine klare Abhängigkeit der Resonanzeigenschaften von der Frequenz zu erzielen. Man verzichtet erstens auf die Erregung der Saiten überhaupt, erregt den Geigenkörper unter konstanten Bedingungen mechanisch oder elektrisch (magnetisch, dynamisch oder statisch) und bekommt so nach Messung der Körperamplitude oder des Schalldruckes ein je nach Beschaffenheit des erregenden Systems mehr oder weniger gutes Bild der Resonanzeigenschaften des Geigenkörpers selbst oder des Systems Geigenkörper—Steg. Arbeiten solcher Art (elektrodynamisch) wurden vom Verf. in Angriff genommen[4]), damals allerdings zu dem Zwecke, die Bedeutung der drei Komponenten der Saitenschwingung kennenzulernen[12]). Während der Korrektur wird auch eine Arbeit von G. Pasqualini[13]) näher bekannt, in der der Geigenkörper elektrostatisch erregt wird und die Körperschwingungen ebenso abgenommen werden. Mit dem ausgesprochenen Ziel der elektrischen Nachbildung der Saitenanregung beschrieben Backhaus und G. Weymann[6]) eine magnetische Anregungsvorrichtung; die damit erhaltenen Frequenzkurven entsprechen dabei in großen Zügen der bisher üblichen Aufnahme.

Die zweite Möglichkeit der Aufnahme besteht darin, die Geige in natürlicher Weise durch Saitenanstrich zu erregen und während der Aufnahme einen Wechsel der Saite und des Ortes der Saite auf dem Steg zu vermeiden. Sie führt zwangsläufig zur Aufnahme einer vollständigen Frequenzkurve für jede der vier Saiten einer Geige, im ganzen also zu einer „vierfachen Frequenzkurve". Wie bisher meistens, so inter-

[8]) Akust. Z. 4 (1939), S. 89.

[9]) Akust. Z. 5 (1940), S. 124.

[10]) Z. techn. Phys. 10 (1938), S. 297.

[11]) Vgl. Abschnitt: Über die Bedeutung der Richtwirkung einer Geige für die aufgenommenen Frequenzkurven.

[12]) Die Backhaussche Annahme (Anm. 6), daß diese Arbeit den Versuch einer genauen elektrischen Nachbildung des Anstreichvorganges gemacht habe, ist nicht richtig. Die seinerzeit gezeigten Kurven rühren nur von der Erregung jeweils einer einzigen Komponente der Saitenschwingung her.

[13]) Gioacchino Pasqualini, L'elettroacustica applicata alla liuteria, Rom 1940, Auszug aus dem „Annuario della R. Accademia di S. Cecilia" 1938/39.

essierte auch im vorliegenden Falle vor allem das Verhalten der Geige unter natürlichen Spielbedingungen, auch sollten die musikalisch bedeutsamen Unterschiede zwischen den vier Saiten erfaßt werden. Deshalb wurde die zweite Aufnahmemöglichkeit einer näheren Betrachtung unterzogen. Erste Versuche[8]) ermutigten zu weiteren Untersuchungen. Dabei hat sich zu den Grundlagen des Verfahrens folgendes ergeben.

Vergleicht man Klangspektren zahlreicher verschiedenhoher Geigenklänge einer Saite, die Teiltöne genau[14]) gleicher Frequenz (also verschiedener Ordnungszahl) gemeinsam haben, so findet man, daß die Amplituden dieser Teiltöne im allgemeinen innerhalb der Meßfehlergrenzen übereinstimmen. Die Amplitude eines Teiltones ist also unter diesen Umständen von seiner Ordnungszahl offenbar nicht merklich abhängig.

Das dürfte plausibel sein. Allen normalen Schwingungen von Geigensaiten liegt, abgesehen von Modifikationen, die durch die Lage der Anstreichstelle hereinkommen und hier keine Rolle spielen, der Helmholtzsche Schwingungstypus zugrunde, d. h. die Amplituden der Teilschwingungen verhalten sich wie $1 : n^2$, wobei n die Ordnungszahl der Teilschwingungen ist. Die Winkel, die die Teilschwingungen der Saite am Steg mit ihrer Ruhelage bilden, sind dann $1 : n$ proportional. Die Winkel, die die Saite selbst am Steg mit ihrer Ruhelage bildet, verhalten sich wie $1 : N$ (N = Frequenz der Saitengrundschwingung). Das bedeutet aber, daß Teilschwingungen gleicher Frequenz, verschiedener Ordnungszahl am Steg den gleichen Winkel bilden, d. h. die gleiche Kraft auf den Steg ausüben.

Auch eine zur besseren Näherung durchgeführte Betrachtung der Verluste durch innere Reibung und durch Schallabstrahlung bringt kein anderes Ergebnis: Teilschwingungen gleicher Frequenz hängen von ihrer Ordnungszahl nur insoweit ab, als die Zahl, nicht aber die Länge der von Schwingungsknoten begrenzten Saitenabschnitte mit der Ordnungszahl sich ändert, und zwar zunimmt. Das bedeutet zwar theoretisch eine Vergrößerung der Energieverluste durch Zunahme der Verluste durch innere Reibung und durch Schallabstrahlung seitens der zusätzlich mitschwingenden Saitenabschnitte. Da aber praktisch immer überschüssige Bogenenergie vorliegt — ein Beweis dafür ist die auch an Resonanzstellen vorherrschende Grundschwingung der Saite, zu deren Aufrechterhaltung nach Raman größere Arbeit als zur Aufrechterhaltung höherer Teilschwingungen gehört — werden diese (im übrigen kleinen) Verluste im betrachteten stationären Fall vom Bogen gedeckt. Das experimentelle Ergebnis ist also verständlich.

Man kann daher, und jeweils immer nur für eine Saite, aus Klangspektren, die man beim Spielen dieser Saite unter Konstanthaltung der Anstrichbedingungen gewonnen hat, eine Frequenzkurve zusammenstellen (für die einfache Frequenzkurve gilt eine ähnliche Aussage nur für tiefe Teiltöne). Wählt man im Wiederholungsversuch andere Klangspektren, d. h. Teiltöne anderer Ordnungszahlen[15]), so bekommt man in sehr guter Näherung die gleiche Kurve. Eine solche von einer einzigen Saite gewonnene Kurve gibt für das vorliegende gekoppelte Schwingungssystem Saite—Steg—Resonanzboden physikalisch befriedigend die Abhängigkeit des Schalldruckes von der Frequenz wieder. Auch von musikalischen Gesichtspunkten aus ist sie in Ordnung: Da man die Frequenzkurve aus Klangspektren zusammenstellen kann, ist es umgekehrt möglich, die Klangspektren aus der Frequenzkurve abzulesen (am besten mit Hilfe des Schemas Abb. 2 einer früheren Arbeit[10])). Nimmt man vier Frequenzkurven auf, für jede Saite eine, so enthalten diese vier Kurven sämtliche Klangspektren, die unter den vorliegenden Anstrichbedingungen auf der Geige überhaupt möglich sind, geben also auch die Klangfarbenunterschiede wieder, die zwischen gleichhohen, auf verschiedenen Saiten gespielten Klängen bestehen[16]).

[14]) Die genaue Einhaltung der Frequenz ist sehr wichtig, weil wegen der geringen Dämpfung, wie sie die Resonanzkurven einer Geige zeigen, meistens schon eine außerordentlich geringe Frequenzverschiebung genügt, um die Teiltonamplituden stark zu ändern.

[15]) Aus meßtechnischen Gründen und zu dem Zwecke, möglichst auch kleine Fehlerquellen beim Vergleich verschiedener Geigen auszuschließen, wird man sich für bestimmte immer beizubehaltende Teiltöne entscheiden, also etwa bei tiefen Frequenzen den Grundton benutzen, anschließend den zweiten Teilton usw., wie es ähnlich ab e^2 bereits für die einfache Frequenzkurve gehandhabt wurde.

[16]) In der eingeschlagenen Richtung sind also keine Verbesserungsmöglichkeiten mehr erkennbar. Es lohnte sich aber vielleicht, solche vierfache Fre-

Die Bedeutung vierfacher Frequenzkurven sei an einigen praktischen Beispielen erläutert.

II. Bedeutung vierfacher Frequenzkurven

Zur Gewinnung eines Überblickes über die zwischen einfachen und vierfachen Frequenzkurven vorkommenden größten Abweichungen möge Abb. 1 dienen. Sie enthält Frequenzkurven der g-Saite von neun Geigen (a—i) in der Mittelwertdarstellung (vgl. Abb. 3 einer früheren Arbeit[8])) und außerdem bezogen auf die einfachen Frequenzkurven dieser Geigen, die in allen Frequenzbereichen gleich 100 gesetzt sind. Die Schalldruckwerte für die Frequenzkurve der g-Saite sind also in Prozenten der einfachen Frequenzkurve, die hier eine Gerade parallel zur Abszisse im Abstande 100 darstellt, angegeben. Die Abb. 1 zeigt folgendes:

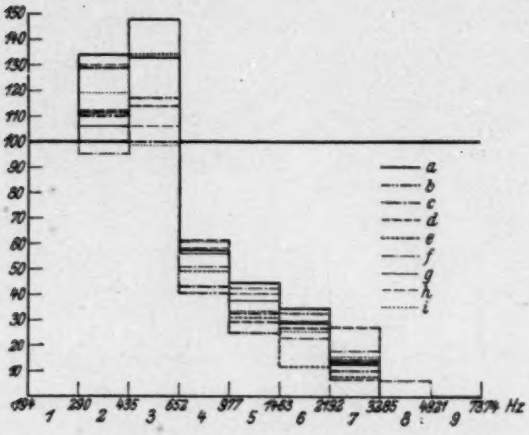


Abb. 1. Abweichungen zwischen der einfachen Frequenzkurve und der Frequenzkurve auf der g-Saite (Schalldrucke für die g-Saite in Prozenten der einfachen Frequenzkurve angegeben)

a) Die Unterschiede zwischen den einfachen Frequenzkurven und denen der g-Saiten sind sehr erheblich. Wenn sie auch, wie weiter unten noch gezeigt wird, für d^1- und a^1-Saite geringer werden, so ist doch jetzt schon offenbar, daß eine einfache Frequenzkurve unmöglich genügenden Aufschluß über den in einer Richtung abgestrahlten Schall einer Geige geben kann.

b) Die untersuchten Geigen verhalten sich, allerdings nur in großen Zügen (vgl. anschließenden Absatz) gleich. Wir finden praktisch immer[17]) für die g-Saite in den Bereichen 2 und 3 einen Anstieg gegenüber der einfachen Frequenzkurve (bis zu etwa 130% bzw. 150%), in den Bereichen 4—9 einen Abfall[18]). Da die untersuchten neun Geigen sehr verschieden gebaut waren (z. B. 1d und 1e besonders hoch gewölbt) und streng genommen sogar nicht alle zur normalen Bauweise gerechnet werden können, ist anzunehmen, daß diese Unterschiede zwischen beiden Frequenzkurvenarten mindestens bei allen normal gebauten Geigen wiederkehren. Ihre Ursachen werden in Abschnitt III behandelt.

Eine wirkliche Übereinstimmung der Kurven für die g-Saiten in Abb. 1 und für andere Saiten, nicht nur eine „in großen Zügen", hätte bedeutet, daß Kurven einzelner Saiten keine Unterschiede zwischen verschiedenen Geigen, das heißt auch keine Gütemerkmale aufdecken können, die nicht schon in einfachen Frequenzkurven enthalten wären. In diesem Falle wäre es möglich gewesen, die Abweichungen der mehrfachen Kurve von der einfachen ein für allemal zu untersuchen und künftig von der einfachen auf die mehrfache Kurve zu schließen. Die tatsächlich vorhandenen, bei näherer Betrachtung gar nicht so kleinen[19]) Unterschiede lassen aber jetzt schon deutlich erkennen, daß für eingehende Untersuchungen der Gütemerkmale von Geigen und für umfassende Prüfungen die Aufnahme mehrfacher Frequenzkurven unbedingt nötig ist.

quenzkurven durch elektrische (s. Anm. 6) Erregung der Geige zu gewinnen. Allerdings müßten dabei zweckmäßig die Abweichungen gegenüber der Saitenerregung sehr viel kleiner sein als die, die man im allgemeinen beim Vergleich verschiedener Geigen feststellt.

[17]) Geringfügige Ausnahmen s. Abb. 1f (Bereich 2), Abb. 1c und 1i (Bereich 3).

[18]) Die Gleichheit im Bereich 1 rührt einfach davon her, daß für diesen Bereich für beide Frequenzkurvenarten nur Schalldruckwerte der g-Saite zur Verfügung stehen entsprechend der Aufnahmeart der einfachen Frequenzkurve: Bereich 1 von g-Saite, 2 von d^1, 3 von a^1, 4—9 von e^2-Saite gewonnen.

[19]) Die Schalldrucke können nach Abb. 1 Bereich 7 z. B. bei der einen Geige (h) etwa 6%, bei einer anderen (d) etwa 26% der einfachen Frequenzkurve, also ungefähr das Vierfache, betragen.

Die Abb. 2 und 3 zeigen nunmehr für einige sehr gute Geigen vollständige vierfache Frequenzkurven, wobei in den Mittelwertsdarstellungen der Abb. 3 die einfachen Frequenzkurven, die sich aus den vierfachen zusammenstellen lassen[8]), [18]) besonders hervorgehoben sind. Diese Frequenzkurven bestätigen frühere Ergebnisse[8]), nach denen die Frequenzlage der Resonanzmaxima, nicht aber deren Höhe, unabhängig davon ist, auf welcher Saite die Frequenzkurven gewonnen werden. Auch zeigt sich erneut eine Bevorzugung der hohen Frequenzen auf der höheren Saite. Weiter erkennt man, daß die Abweichungen von der einfachen Frequenzkurve für d^1- und a^1-Saite geringer sind als für die g-Saite. Die einfache Frequenzkurve gibt daher die Schalldrucke auf d^1- und a^1-Saite in etwas besserem Maße wieder als für die g-Saite, wenn auch ebenfalls noch ungenügend. Für die e^2-Saite sind die Abweichungen von der einfachen Frequenzkurve — entsprechend deren Aufnahmeart[18]) — immer Null.

Die vorhin auf Grund der Abb. 1 nur angedeutete Notwendigkeit, bei umfassenden Prüfungen vierfache Frequenzkurven aufzunehmen, möge durch einige Beispiele erläutert werden. Folgende klangliche Besonderheiten würden sich beispielsweise bei Aufnahme einer einfachen Frequenzkurve nicht zeigen.

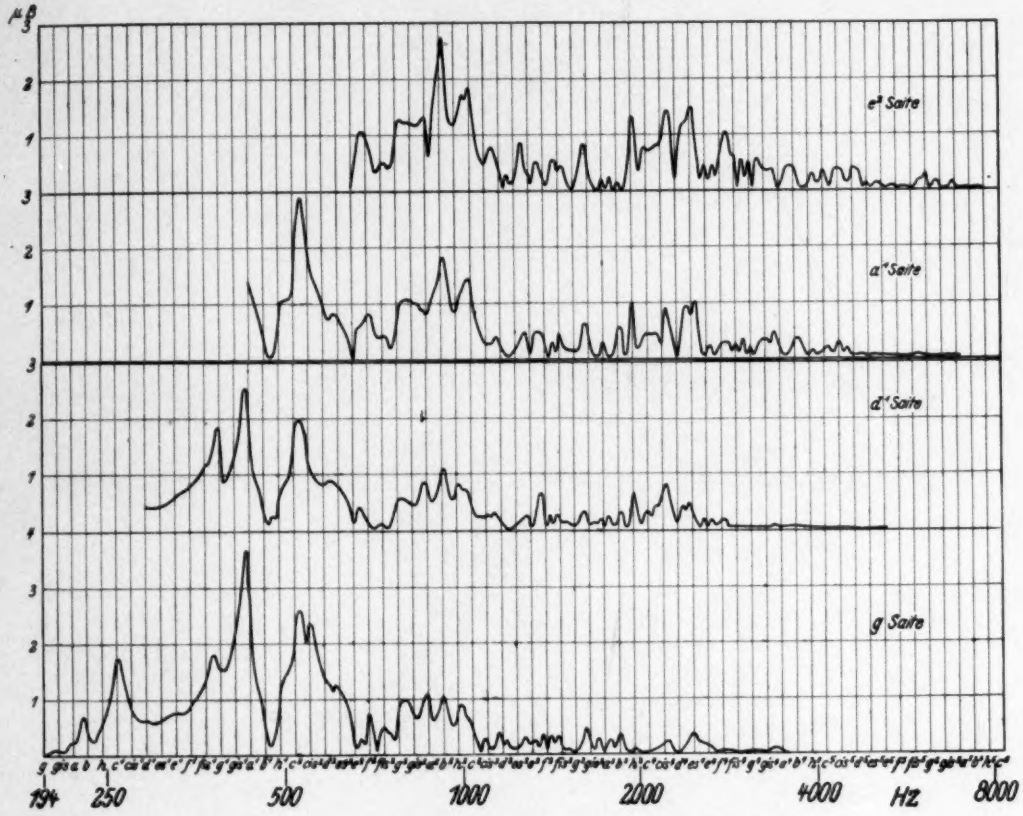


Abb. 2a—e. Vierfache Frequenzkurven. a) Stradivari 1715

a) 1. Bei der Geige Camilli 1736 (Abb. 3c) werden beim Spielen der g-Saite im Bereich 7 Schalldrucke gemessen, die für diesen Bereich und für die g-Saite außergewöhnlich hoch sind. Auf den anderen Saiten ist keine solche Bevorzugung des Frequenzgebietes 7 erkennbar. 2. Im Bereich 6 ist es gerade umgekehrt. Dieser Bereich ist auf der g-Saite nicht hervorgehoben, während beim Spielen der anderen Saiten, insbesondere der der g-Saite benachbarten d^1-Saite, relativ große Schalldrucke gemessen werden.

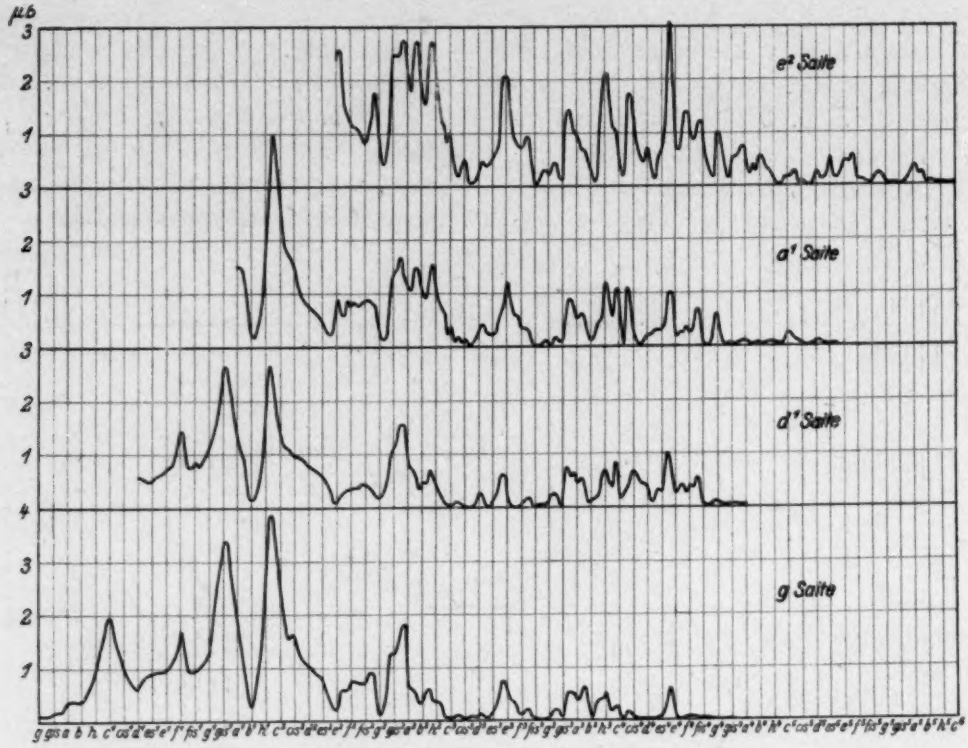


Abb. 2b. Stradivari 1719

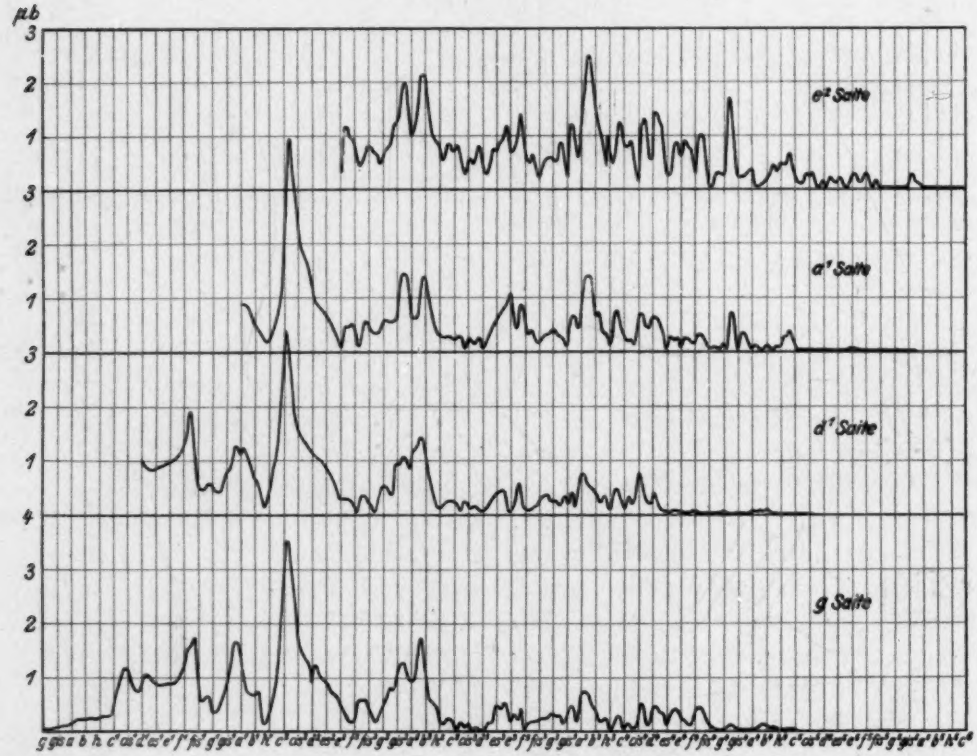


Abb. 2c. Camillus Camilli 1736

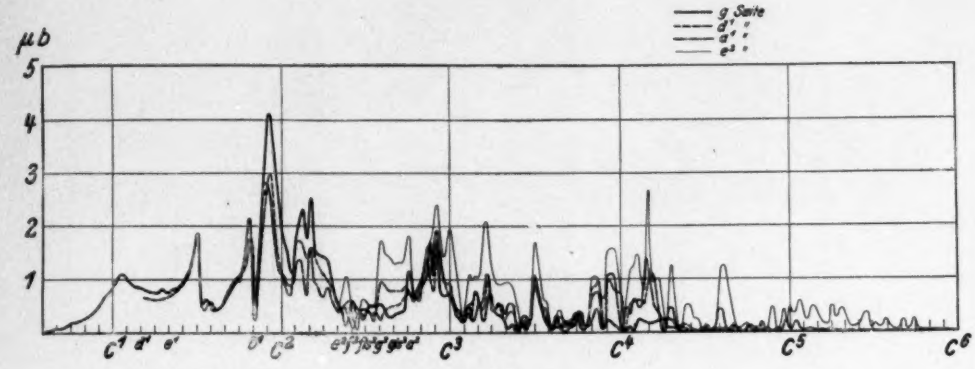


Abb. 2 d. M I

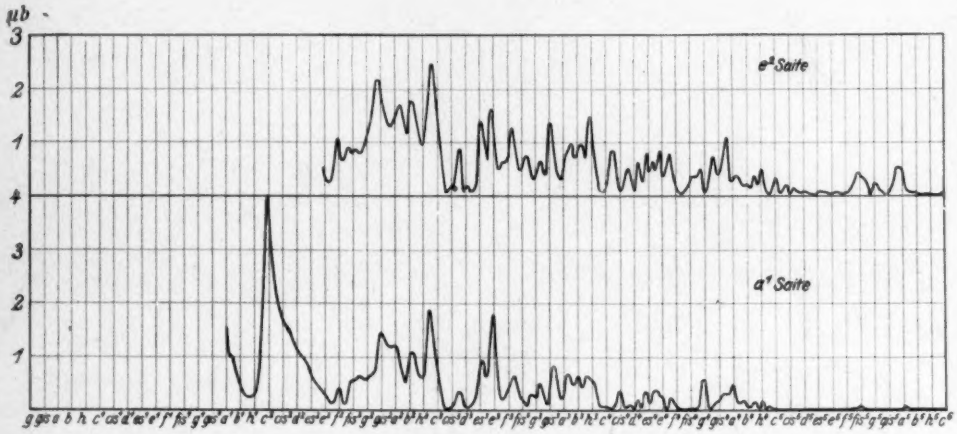


Abb. 2e. Stradivari 1717 II

Diese Unterschiede sind auch nach subjektiven Beobachtungen durchaus nicht zu vernachlässigen, und z. B. der leicht näselnde Charakter einiger Klänge der d^1- und a^1-Saite dieser ziemlich hochgewölbten Geige wird jetzt erst erklärlich.

b) Einfache Frequenzkurven zeigen ein ausgeprägtes Maximum des mittleren Schalldruckes in den Frequenzgebieten 3 und 4 (vgl. z. B. die in Abb. 3 besonders hervorgehobenen einfachen Frequenzkurven). Dieses Maximum rührt aber im allgemeinen nur davon her, daß an der einfachen Frequenzkurve verschiedene Saiten mit verschiedener Lage auf dem Steg beteiligt sind. Wir sehen jetzt, daß in Wirklichkeit bei besonders guten Geigen für d^1-, a^1- und e^2-Saite der mittlere Schalldruck mit der Frequenz abnimmt (vgl. die Stradivari-Geigen 1715,

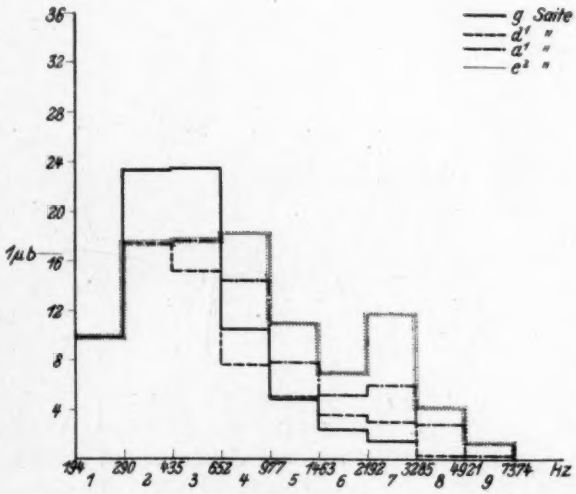


Abb. 3 a. Mittlere Schalldrucke der vierfachen Frequenzkurven Abb. 2a—e
(Einfache Frequenzkurven durch beiderseitige Punktierung hervorgehoben)

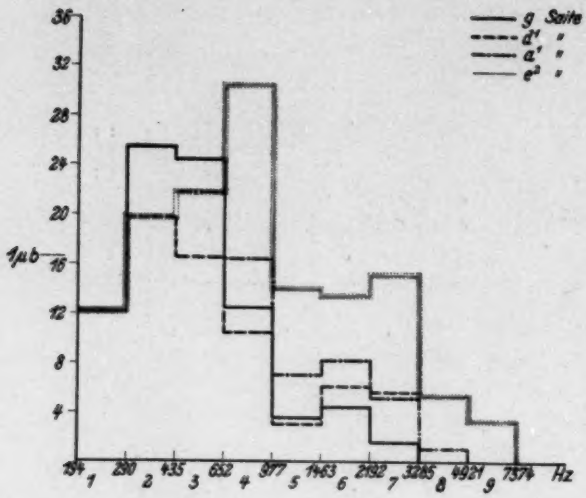


Abb. 3 b

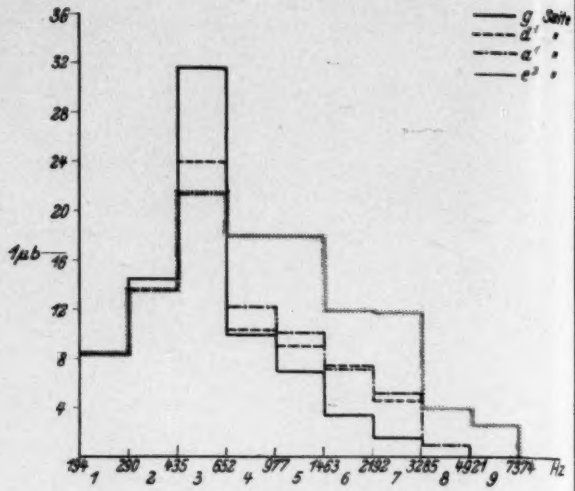


Abb. 3 d

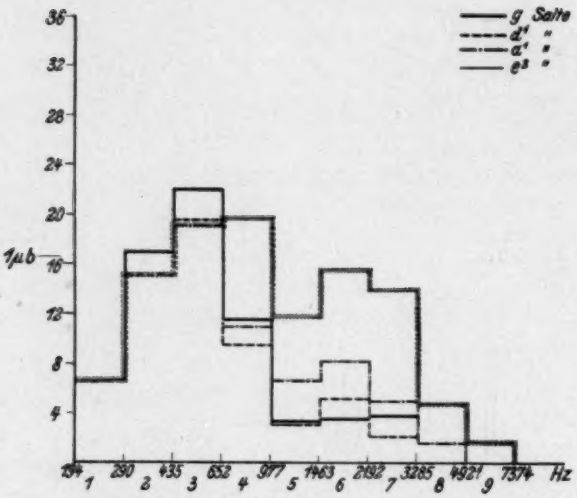


Abb. 3 c

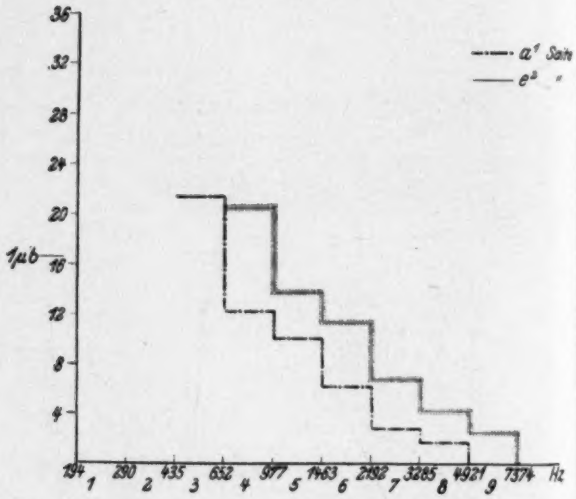


Abb. 3 e

1717 II[20]), 1719). Bei guten Geigen (Camilli Abb. 3c, MI Abb. 3d) zeigt sich dieses Verhalten nur bei a^1- und e^2-Saite. Bei schlechten Geigen (vgl. in Abb. 4 einer früheren Arbeit[9]) die Geigen h, i, k Bereich 4—9) findet es sich u. U. nicht einmal bei der e^2-Saite[21]). Das ist ein neues subjektiv deutlich auffallendes Gütemerkmal.

c) Die praktisch vorhandene Gleichheit des mittleren Schalldruckes der d^1- und a^1-Saite der Geige M I (Abb. 3d) kann von der einfachen Frequenzkurve nicht erfaßt werden. Das bedeutet aber wieder die Vernachlässigung einer

[20]) Von dieser Geige konnten bisher leider nur die Kurven für a^1- und e^2-Saite genau aufgenommen werden, die für die anderen Saiten nur in großen Zügen.

[21]) Dazu ist auf Grund früherer Ergebnisse (Anm. 8) natürlich anzunehmen, daß es in geringerer Zahl auch schlechte Geigen geben wird, die für alle Saiten ein zu großes Übergewicht der Amplituden bei tiefen Frequenzen aufweisen. Es erhebt sich also für die vierfachen Frequenzkurven die gleiche Frage, die schon für einfache Frequenzkurven bearbeitet wurde: die Aufstellung von Idealkurven. Die bisher für g-, d^1- und a^1-Saite vorliegenden Kurven reichen dazu noch nicht aus. Die Kurven der e^2-Saite sind jedoch — der Aufnahmeart der einfachen Frequenzkurve entsprechend — in den schon früher für verschiedene Klassen von Geigen angegebenen Kurven vollständig enthalten (Anm. 8, Abb. 3, Frequenzbereiche 4—9, vgl. auch Anm. 18).

ubjektiv deutlich wahrnehmbaren Eigenschaft, des von etwa e^2 an etwas zu schwachen Klanges der a^1-Saite. Die Stradivari 1715 (Abb. 3a), die beste der zahlreichen bisher untersuchten klanglich sehr wertvollen Geigen, zeigt dagegen eine viel günstigere Schalldruckverteilung, eine bisher nie gefundene „Ausgeglichenheit" zwischen den einzelnen Saiten, ein weiteres Gütemerkmal. Sogar die e^2-Saite fügt sich in den gleichmäßigen Anstieg des Schalldruckes von der g- nach der e^2-Saite zu ein, eine Eigenschaft, die sehr selten angetroffen wird. Meistens gibt die besonders stark gespannte e^2-Saite sehr viel größere Schalldrucke.

III. Ursachen der Schalldruckunterschiede innerhalb vierfacher Frequenzkurven

1. Vorliegende Gesetzmäßigkeiten

Nunmehr erhebt sich die Frage, worauf die zwischen den Kurven einer vierfachen Frequenzkurve auftretenden Unterschiede zurückzuführen sind. Zur Bearbeitung dieser Frage dürfte es zweckmäßig sein, vorerst ein Bild über die Gesetzmäßigkeiten zu gewinnen, die diesen Unterschieden zugrunde liegen. Betrachten wir dazu die Schalldruckunterschiede innerhalb vierfacher Frequenzkurven einmal rein qualitativ, so ergibt sich für die Geigen Abb. 3a—e die folgende Tabelle. Sie läßt erkennen:

Anstieg des Schalldruckes von Saite zu Saite bei normaler Stimmung

Bezeichnung der Saiten: g d^1 a^1 e^2
1 2 3 4

Nr.		Frequenzbereich																			
		2		3			4				5				6				7				8		
5a	Stradivari 1715	2	1	2	3	1	2	1	3	4	(1	2)	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4	2	3	4
5b	Stradivari 1719	2	1	2	3	1	2	1	3	4	(2	1)	3	4	1	2	3	4	1	(3	2)	4		3	4
5c	Camilli 1736	2	1	(3	2)	1	2	(3	1)	4	(2	1)	3	4	1	2	3	4	2	1	3	4		3	4
5d	M I 1936	2	1	3	2	1	(1	2)	3	4	1	2	3	4	1	(3	2)	4	1	(2	3)	4		3	4
5e	Stradivari 1717								3	4			3	4			3	4			3	4		3	4

Richtung des Anstieges: →

(Klammern um die Zahlen bedeuten praktische Gleichheit des Schalldruckes)

Zusammengefaßt kann festgestellt werden: Vierfache Frequenzkurven versprechen zwar kaum die Aufdeckung grundlegend wichtiger Gütemerkmale über die Reichweite einfacher Frequenzkurven hinaus, lassen aber immerhin recht bedeutsame, durch einfache Frequenzkurven nicht erfaßbare Gütemerkmale erkennen und ermöglichen damit einen sehr wünschenswerten und für genauere Untersuchungen sogar notwendigen umfassenderen Einblick in die musikalischen Qualitäten einer Geige. Weiter geben sie im Gegensatz zur einfachen Frequenzkurve physikalisch befriedigend die Abhängigkeit des Schalldruckes von der Frequenz wieder. Schließlich gewähren sie ein Bild der von Saite zu Saite z. T. sehr stark veränderlichen Schalldrucke einer Geige, worüber eine einfache Frequenzkurve überhaupt nichts aussagen kann.

Von Bereich 4 an, also von dem Bereich an, der erstmals einen Vergleich aller 4 Saiten zuläßt, steigt der Schalldruck von der g- über d^1- und a^1- nach der e^2-Saite zu im allgemeinen an (Reihenfolge meistens 1 2 3 4). Ausnahmen rühren im wesentlichen nur von der g-Saite her.

Beim Spielen der g-Saite sind in den Frequenzbereichen 2 und 3 die Schalldrucke größer als beim Spielen der d^1-Saite. Die Bereiche 4 und 5 bedeuten ein Übergangsgebiet. Hier liegen die vom Spielen der g-Saite herrührenden Schalldrucke zwischen denen der anderen Saiten, manchmal auch darunter. In den folgenden Bereichen sind sie praktisch immer die kleinsten und fallen schließlich deutlich früher als die der anderen Saiten unter die Meßgrenze.

Aus den Frequenzkurven selbst ergibt sich dazu noch, daß die Schalldrucke beim Spielen

der e^2-Saite im allgemeinen besonders groß sind.

Diese Gesetzmäßigkeiten können zwei Hauptursachen haben: 1. die Unterschiede zwischen den verschiedenen Saiten selbst, 2. den verschiedenen Ort der Saiten auf dem Steg. Im einzelnen sind die von den Saiten herrührenden Einflüsse auf die verschiedene Länge der Saiten bei gleicher Tonhöhe und auf ihre verschiedene Qualität, worunter Spannung, Dicke, Material und Herstellungsart verstanden werden sollen, zurückzuführen. Die unter dem „verschiedenen Ort der Saiten auf dem Steg" zusammengefaßten Einflüsse bedeuten dagegen den mechanischen Widerstand nach Betrag und Phase, der sich von Ort zu Ort ändern kann und für den im einzelnen die Bauart des Steges selbst, die Lage der Stegfüße in bezug auf Knoten und Bäuche des Geigenkörpers und die Nachgiebigkeit der Decke von größerer Bedeutung sind. Außerdem fällt unter den Einfluß des Ortes noch die ortsabhängige Schwingungsebene der Saiten. Aus zeitlichen Gründen konnten alle diese Einflüsse nicht gesondert erfaßt werden, doch sollte etwas Klarheit über die Bedeutung der beiden Hauptursachen gewonnen werden. Vorerst konnte es sich dabei nur darum handeln, für eine Geige den Einfluß des Ortes der Saiten auf dem Steg von dem der Saiten selbst experimentell zu trennen, wofür die Geige M I gewählt wurde. Wegen der Übereinstimmung des Verhaltens der Geige M I mit dem der anderen Geigen der Tabelle und für den Fall, daß der Einfluß der Saitenqualität sich als klein gegenüber den anderen Einflüssen herausstellen würde, war jedoch anzunehmen, daß manche der Ergebnisse allgemeinere Bedeutung haben und damit zur Klärung der in der Tabelle herausgestellten Gesetzmäßigkeiten beitragen können. Deshalb wurde vorher versucht, einen Überblick über den Einfluß der Saitenqualität zu bekommen.

2. *Vorversuch: Über den Einfluß der Saitenqualität*

Die Abb. 4a zeigt zwei Frequenzkurven, bei deren Aufnahme beide Male „Silber g" gespielt wurden (g-Saiten aus Darmeinlage und Seide mit Draht aus reinem Silber übersponnen). Die Saiten stammten von verschiedenen Herstellern und sind zweifelsohne in ihrer Qualität verschieden. Mit der Saite H_P ließen sich im allgemeinen, besonders aber bei tiefen und mittleren Frequenzen, etwas größere Schalldrucke erzielen. Sie war etwa 10% schwerer als die Saite P_G und entsprechend stärker gespannt. Die größeren Schalldrucke sind also erklärlich. Die Abb. 4b rührt von drei verschiedenen Saiten her, von den mit Seide und Aluminiumdraht übersponnenen d^1-Darmsaiten H_P und P_G (H_P wieder etwa 10% schwerer als P_G) und von einer „blanken" (nicht übersponnenen) d^1-Darmsaite. Die Schalldruckunterschiede zwischen den d^1-Saiten H_P und P_G sind denen der g-Saiten ähnlich. Die blanke Darmsaite scheint etwas geringere Dämpfung zu besitzen als die übersponnenen Saiten, was möglicherweise auf eine geringere innere Reibung zurückzuführen ist. Auch lassen sich die Schalldrucke im Bereich b^3 bis es^4 nicht konstant halten, weshalb dort gar keine Werte eingetragen wurden.

Auf dieses Verhalten der blanken Darmsaite ist wahrscheinlich ihr subjektiv unsauberer, etwas „kratziger" Klangcharakter zurückzuführen. Subjektiv sind auch die Unterschiede zumindest zwischen den g-Saiten H_P und P_G deutlich merkbar. Die g-Saite H_P klingt voller. Die relativ kleinen[22]) physikalischen Unterschiede zwischen den Saiten verschiedener Qualität sind also an sich beachtlich, sie sind aber gegen die innerhalb vierfacher Frequenzkurven so klein, daß wir in unserem Falle auf die Berücksichtigung des Einflusses der Saitenqualität verzichten können und erwarten dürfen, Ergebnisse zu erhalten, die nicht nur für die Geige M I gelten, sondern allgemeinere Bedeutung haben.

[22]) Ähnlich kleine Unterschiede wurden durch zahlreiche Stichproben auch für verschiedene a^1- und e^2-Saiten festgestellt. Man findet zwar manchmal etwas größere Unterschiede, besonders dann, wenn auch weniger gute Saiten untersucht werden. Hier kamen jedoch nur gute Saiten in Frage, weil auch die Geigen, deren Verhalten geklärt werden soll, nur mit guten Saiten bezogen waren.

Daraus, daß im vorliegenden Falle der Einfluß der Saitenqualität als vernachlässigbar klein angesehen werden kann, ergibt sich noch, daß die Schalldruckunterschiede innerhalb einer vierfachen Frequenzkurve, die auf die erste Hauptursache, die Saiten selbst, zurückgeführt werden können, im wesentlichen, und sofern die Saiten wie hier annähernd gleiche Spannung besitzen, nur der verschiedenen Länge der Saiten zugeschrieben werden dürfen. In gewissem Sinne führt also dieser Vorversuch über das eigentliche Ziel hinaus.

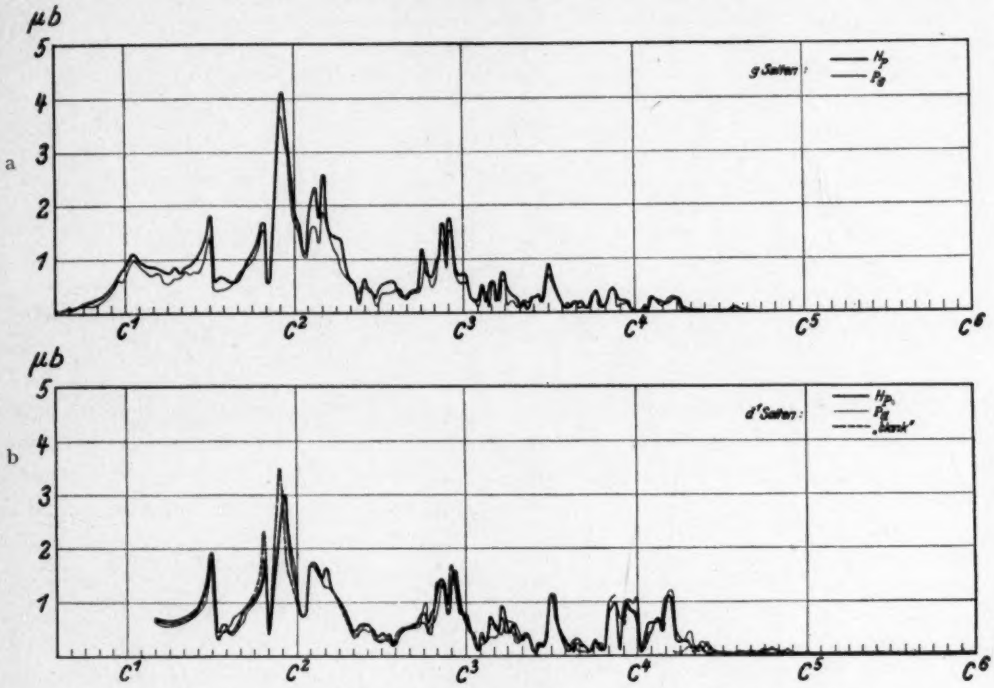


Abb. 4. Vorversuch: Einfluß der Saitenqualität. a) g-Saiten b) d¹-Saiten

Es liegt auf der Hand, daß sich derartige Untersuchungen, die noch dazu durch die hygroskopischen Eigenschaften des Materials (Darm, Holz) erschwert werden, nur mit Apparaturen durchführen lassen, die nicht nur genaues (vgl. dazu Anm. 24), sondern auch schnelles Arbeiten gestatten. Das gilt in ebenso starkem Maße für die folgende Hauptuntersuchung.

3. *Abhängigkeit der Schalldrucke vom Ort der gespielten Saite auf dem Steg und von der Saite selbst*

Nimmt man bei normaler Besaitung der Geige (g, d¹, a¹, e²) Frequenzkurven der einzelnen Saiten auf, so erhält man vier Kurven, für jede Saite eine. Wechselt man dazu nacheinander für jede Saite den Ort auf dem Steg, so bekommt man für jede Saite vier, im ganzen also 16 Kurven und erfaßt damit für jede Saite den Einfluß des Ortes auf dem Steg, frei von allen Einflüssen der Saite selbst[23]). Auf diese Weise wurden die 16 Frequenzkurven der Abb. 5a—d gewonnen, zu denen die Mittelwertskurven Abb. 6a—d gehören. Hält man dagegen jeweils den Ort konstant und wechselt

[23]) Das gilt streng genommen nur dann, wenn die Spannungen der 4 Saiten sich nicht voneinander unterscheiden. Sind sie dagegen verschieden, muß man damit rechnen, daß die Lage der nichtgespielten Saiten auf dem Steg die Spannungen im Resonanzkörper, damit die Frequenzlage und Stärke der Eigenfrequenzen und damit auch die Schalldrucke der gespielten Saiten beeinflußt. Wollte man diese Einflüsse der verschiedenen Saitenspannungen auch mit erfassen, wären statt 16 Kurven $4! \cdot 4 = 96$ aufzunehmen, ein Arbeitsaufwand, der sich nicht lohnen würde.

Deshalb wurde versucht, auf kürzerem Wege ein Bild der Spannungseinflüsse der Saiten zu bekommen. Spannungsmessungen an zahlreichen Geigensaiten ergaben für g-, d¹- und a¹-Saiten Spannungen von

nacheinander nur die Saiten, so erfaßt man für jede der vier Orte auf dem Steg den Einfluß der Saiten allein. Dazu brauchen wir nur die über den Einfluß des Ortes erhaltenen Kurven in geeigneter Weise gegenüberzustellen, Abb. 7 (aus Abb. 5a—d zusammengestellt) möge dafür als Beispiel dienen. Die Mittelwertskurven Abb. 8a—d lassen sich ebenso aus den früheren

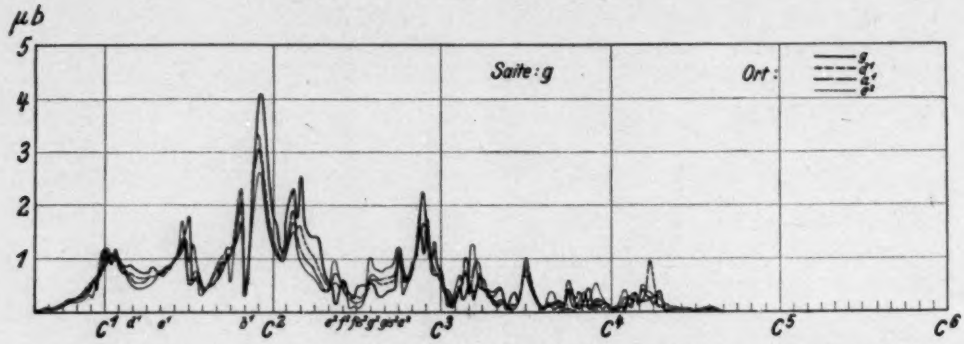


Abb. 5a—d. Einfluß des Ortes der Saite auf den Schalldruck, Geige M I

Abb. 6a—d zusammenstellen. Alle Abbildungen stammen von der Geige M I. Der ins einzelne gehende Teil der folgenden Auswer-

tung hat also im wesentlichen nur für diese Geige Gültigkeit (vgl. dazu Abb. 2d). Die Abbildungen lassen erkennen:

Die Verschiebung des Ortes einer Saite auf dem Steg in gleichbleibender Richtung ändert in einigen (hauptsächlich tieferen und mittleren) Frequenzbereichen auch den Schalldruck in gleichbleibender Weise, während in anderen (hauptsächlich hohen) Frequenzbereichen mehr oder weniger unübersichtliche Zustände auftreten. So steigt mit einer Verschiebung der Saiten nach links bei tiefen und mittleren Frequenzen der Schalldruck sehr oft an, vgl. die Bereiche d^1—e^1 (g- und d^1-Saite verschoben, Abb. 5a und 5b); b^1—e^2 (g-, d^1- und a^1-Saite verschoben, Abb. 5a, 5b und 5c) und $f^2 + {}^1/_4$ Ton — $fis^2 + {}^1/_4$ Ton (alle vier Saiten verschoben, Abb. 5a—d, durch 16 Frequenzkurven nachweisbar und daher trotz der Kleinheit der Unterschiede zweifellos reell und ebenfalls eindeutig den Einfluß des Ortes kennzeich-

etwa 4000—5000 g, für e^2-Saiten (Stahl) 7000—7500 g. Durch verschiedene Stimmung der aufgezogenen Saiten, die den festgestellten Spannungsunterschieden entsprach, wurde mittels Aufnahme mehrerer Teile von Frequenzkurven untersucht, inwieweit die Schalldrucke beim Spielen einer Saite durch die Änderungen der Spannung dieser Saite oder durch Änderung der Spannung der nichtgespielten Saiten geändert werden können. Dabei zeigte sich, daß es praktisch ohne Bedeutung ist, welchen Ort auf dem Steg die Saiten g, d^1 und a^1 einnehmen, wenn sie nicht gespielt werden, sofern sie nur die normale Stimmhöhe besitzen. Der Ort der e^2-Saite hat dagegen einigen Einfluß. Deshalb muß man bei der Aufnahme von nur 16 Kurven im vornherein mit ab und zu auftretenden nicht erklärbaren Abweichungen rechnen. Es mußte vorbehalten bleiben, nach Beendigung der vorgesehenen Arbeiten noch Frequenzkurven aufzunehmen, die den Einfluß des Ortes der nichtgespielten e^2-Saite eliminieren lassen. Diese Messungen konnten aber unterbleiben, weil sich die Trennung der von Saite und Ort herrührenden Einflüsse ohnedies im angestrebten Maße durchführen ließ.

Nebenbei sei noch erwähnt, daß die höhere Stimmung, insbesondere auf a^1- und e^2-Saite, eine Bevorzugung der Schalldrucke bei hohen Frequenzen brachte, im Sinne unserer an erstklassigen alten Geigen gefundenen Gütemerkmale (Anm. 8) also eine Verschlechterung der klanglichen Güte. Das scheint zwar nicht ganz den Ansichten mancher Orchestergeiger und Dirigenten zu entsprechen, die manchmal glauben, bezüglich der Geigen aus klanglichen Gründen einer Erhöhung des Kammertones zustimmen zu müssen. Doch ist zu berücksichtigen, daß Orchestergeiger erklärlicherweise ein Interesse daran haben, ihre eigene Geige besser zu hören, was sich durch etwas größere Schärfe, die im Gefolge der höheren Stimmung auftritt, erreichen läßt und daß die Dirigenten sehr oft aus Gründen der allgemeinen Wirkung des gesamten Orchesters einen größeren Glanz der Geigen wünschen. Mit dem guten Geigenklang an sich haben diese Forderungen einer größeren Schärfe nichts zu tun.

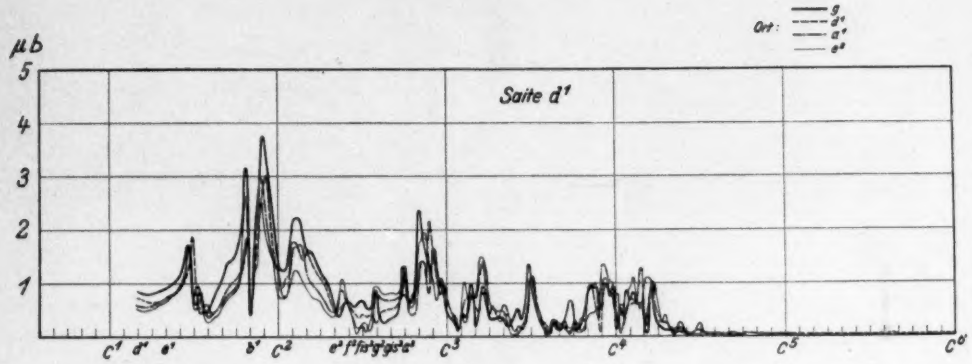


Abb. 5 b

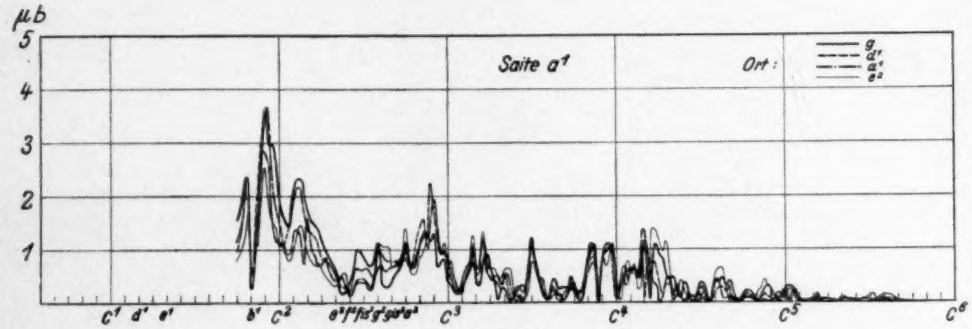


Abb. 5 c

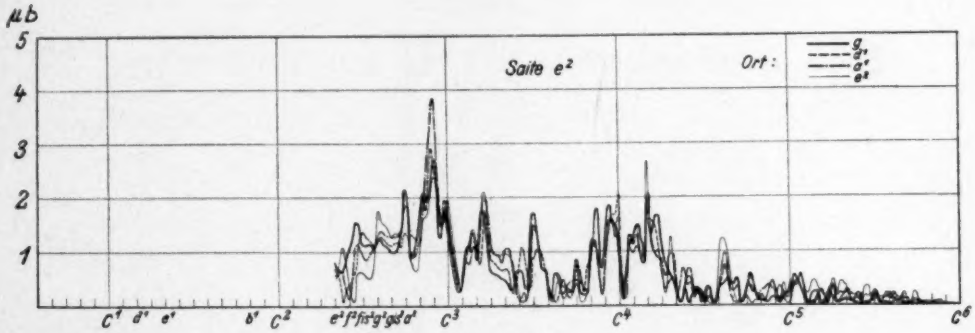


Abb. 5 d

nend). In den Bereichen e^2 — f^2 [24]) und g^2 bis gis^2 (Abb. 5a—d) zeigt sich dagegen eine Abnahme des Schalldruckes mit einer Verschiebung der Saiten nach links. Das nur als Beispiel einer etwas ins einzelne gehenden Auswertung der Frequenzkurven.

Die Feststellung der tieferen Ursachen des Ortseinflusses würde, wie bereits gesagt, über den Rahmen dieser Arbeit hinausführen. Deshalb sei nur kurz darauf hingewiesen, daß die Zunahme des

[24]) Für diesen Bereich durch e^2-Saite nicht nachweisbar. Das ist nicht weiter verwunderlich, wenn man bedenkt, daß das Versetzen der e^2-Saite die Resonanzeigenschaften des gesamten Geigenkörpers ändert. Es ist schon so erstaunlich und übersteigt das Maß der bisher angenommenen Genauigkeit der Frequenzkurvenaufnahme, daß die außerordentlich geringfügige Ortsabhängigkeit des Schalldruckes zwischen e^2 und f^2 bei 3 Saiten, also in 12 Frequenzkurven immer wiederkehrt, wobei man noch bedenken muß, daß die Messungen sich notwendigerweise über mehrere Tage mit allen Fehlern durch Witterungseinflüsse erstreckten. Man darf allerdings nicht annehmen, daß eine derartige Reproduzierbarkeit selbst kleinster Maxima und Minima bei allen Frequenzen die Regel ist. Eine gute Reproduzierbarkeit kann aber immer erreicht werden.

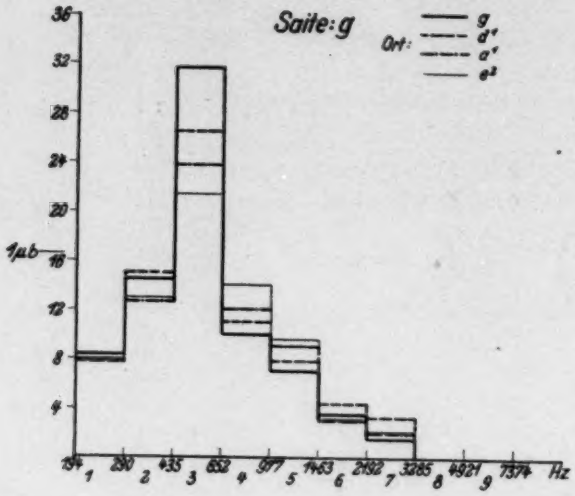


Abb. 6 a

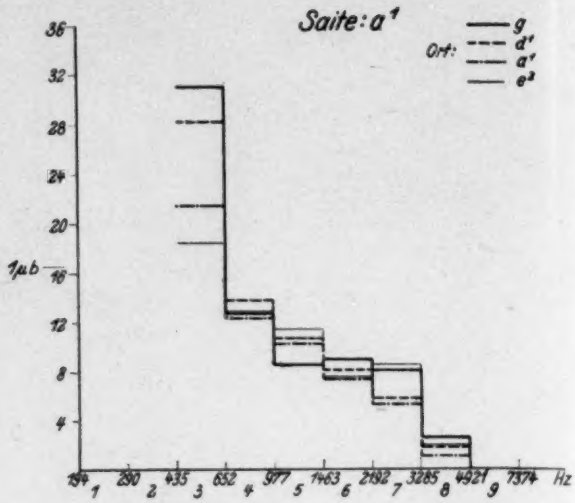


Abb. 6 c

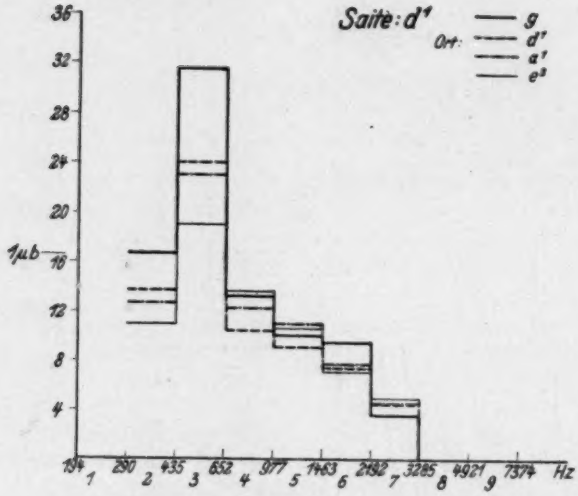


Abb. 6 b

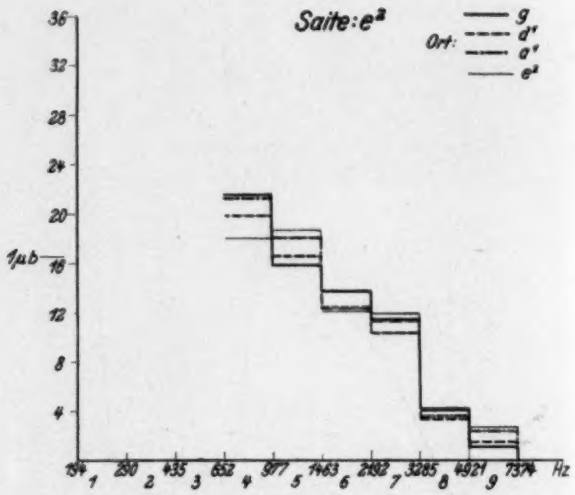


Abb. 6 d

Abb. 6a—d. Mittlere Schalldrucke der Frequenzkurven. Abb. 5a—d (Ortseinfluß)

Schalldruckes bei tiefen und mittleren Frequenzen mit einer Verschiebung der Saiten nach links in einer größeren Nachgiebigkeit der linken Deckenseite begründet liegen könnte, wie sie aus Messungen von SEIFFERT[25]) bei Berücksichtigung der besonders starken Spannung der e²-Saite hervorgeht und durch den unsymmetrischen Innenbau der Geige (links: der an die Decke geleimte Balken, rechts: die zwischen Decke und Boden mit Spannung eingesetzte versteifende Stimme) erklärt werden kann. Der Wechsel von Zu- und Abnahme mit einer Änderung der Frequenz deutet daraufhin, daß dem erstgenannten Einfluß andere und wirksamere Einflüsse überlagert sind, die ihr Vorzeichen mit der Frequenz wechseln. Sie könnten, wie Knotenlinien dieser Geige (Anm. 2) vermuten lassen, von der Änderung des Abstandes der nahe den Stegfüßen vorbeilaufenden Knotenlinien bei Frequenzänderungen herrühren.

Bei hohen Frequenzen liegen unübersichtliche Zustände vor. Das ist schon aus Gründen der

[25]) ALFRED SEIFFERT, Z. Instrumentenkde. 3 (1929), S. 116, Abb. 10. ALFRED SEIFFERT ist der Ansicht, daß die Größe der statischen Durchbiegung zahlreicher Punkte eines Geigenkörpers, auf die konstantbleibende Belastung wirkt, eine objektive Charakteristik des Instrumentes darstellen würde, eine Ansicht, die manches für sich hat und einmal experimentell an verschiedenen Geigen nachgeprüft werden sollte.

mit steigender Frequenz zunehmenden Zahl der Knotenlinien zu erwarten. Wegen der Reproduzierbarkeit der Frequenzkurven muß man zwar annehmen, daß ein größerer Teil der beim Versetzen der Saiten auftretenden Schalldruckänderungen ebenfalls reine Ortseinflüsse darstellt. Es hat aber bei unserem heutigen Einblick in den Übertragungsmechanismus der Saitenschwingungen keinen Sinn, darauf im einzelnen einzugehen. Überdies zeigen die folgenden Mittelwertsdarstellungen, daß auch im Mittel bei hohen Frequenzen keine Tendenz zu bestimmten Schalldruckänderungen in Abhängigkeit vom Ort vorliegt, wie wir sie innerhalb vierfacher Frequenzkurven beobachten können.

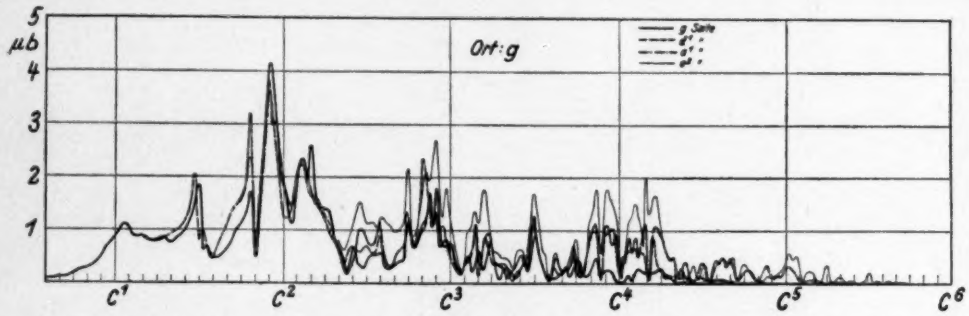


Abb. 7. Einfluß der Saiten selbst auf den Schalldruck, Geige M I (Beispiel für den Ort der g-Saite)

Die Mittelwerte der Abb. 6a—d wurden wie immer über eine Quinte gebildet (Bereich 1 von g bis d^1, 2 von d^1 bis a^1 usw.). Selbstverständlich werden dadurch Schalldruckunterschiede, die innerhalb einer Quinte mehrmals wechseln, wie es z. B. im Bereich e^2 bis h^2 geschieht, völlig verwischt. Ziel der Mittelwertsdarstellungen ist aber schließlich, mehr die großen Linien sichtbar zu machen. Und das ist gerade das, was beim heutigen Stand der Geigenforschung noch meistens in Frage kommt, und was wir auch zur Erklärung der Schalldruckunterschiede innerhalb vierfacher Frequenzkurven, wie sie die Tabelle zeigt, brauchen.

Die Mittelwertskurven Abb. 6a—d sind etwa von Bereich 5 ab im Vergleich zu den Unterschieden innerhalb der vierfachen Kurven der Abb. 3 so wenig verschieden voneinander, und lassen überdies auch keine bestimmte Tendenz in Abhängigkeit vom Ort der gespielten Saite erkennen, daß der bei höheren Frequenzen festgestellte Anstieg des Schalldruckes von g- nach e^2-Saite zu nicht dem Einfluß des Ortes der Saiten auf dem Steg zugeschrieben werden kann. In diese Feststellung ist eingeschlossen, daß der Ort der e^2-Saite ebenfalls nicht für ihre besonders hohen Schalldrucke maßgebend ist. Im Bereich 3 finden wir dagegen einen deutlichen Ortseinfluß, einen sehr starken Anstieg des Schalldruckes vom Ort der e^2-Saite nach dem der g-Saite zu. Er stimmt in Tendenz und Größe gut mit dem Anstieg überein, wie wir ihn innerhalb der vierfachen Frequenzkurve der Geige M I Abb. 3d von der a^1- nach der g-Saite zu im Bereich 3 finden, so daß, den geringen Einfluß der Saiten selbst im Frequenzbereich 3 vorwegnehmend (vgl. Abb. 8a—d), dieser Anstieg dem Einfluß des Ortes zuzuschreiben ist. Der geringe Saiteneinfluß in mittleren Frequenzbereichen weist übrigens daraufhin, daß auch für die anderen Geigen der Tabelle die Schalldruckunterschiede im Frequenzbereich 3 im wesentlichen dem Einfluß des Ortes zuzuschreiben sind. Das gleiche gilt für den Bereich 2.

Über den Einfluß der Saiten selbst läßt sich folgendes erkennen (vgl. Abb. 8a—d). In tiefen und mittleren Frequenzbereichen (Bereiche 2—5 etwa) sind die Unterschiede insbesondere zwischen g-, d- und a^1-Saite gering, sie erreichen nur einen kleinen Prozentsatz der gemessenen Schalldrucke. Bei hohen Frequenzen zeigt sich eine Zunahme des Schalldruckes von g- über d^1- und a^1- nach e^2-Saite zu, die öfters 100% und mehr beträgt. Besonders auffällig ist diese Zunahme in den Frequenzbereichen 8 und 9, da sich dort meßbare Schalldrucke, die vom Spielen

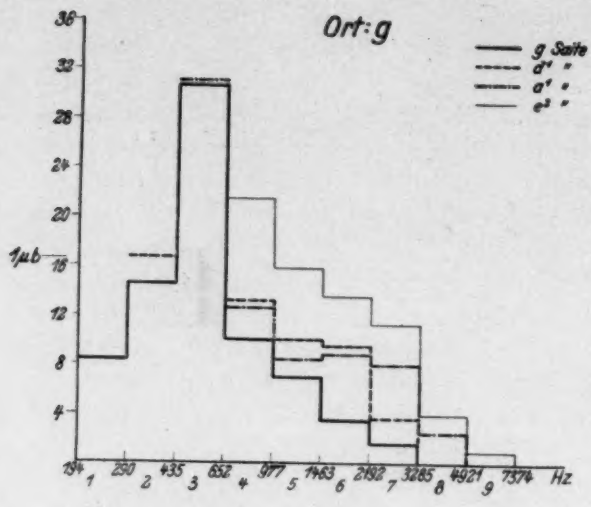


Abb. 8 a

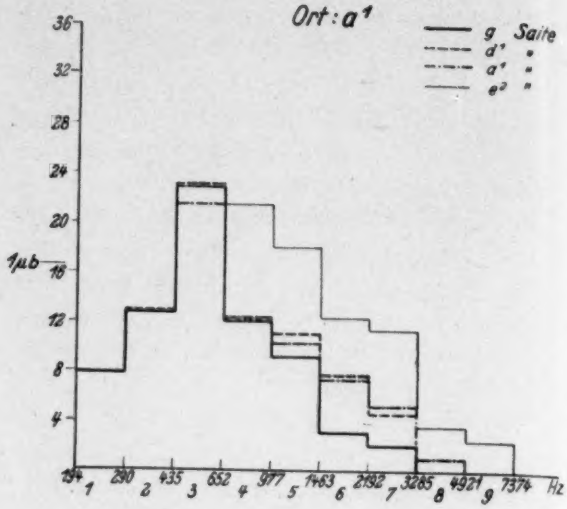


Abb. 8 c

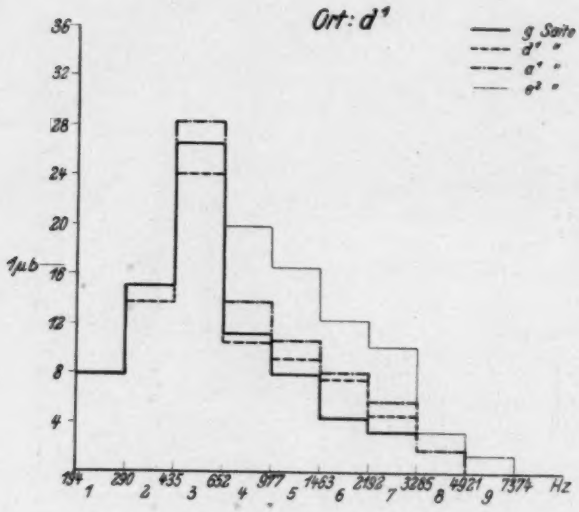


Abb. 8 b

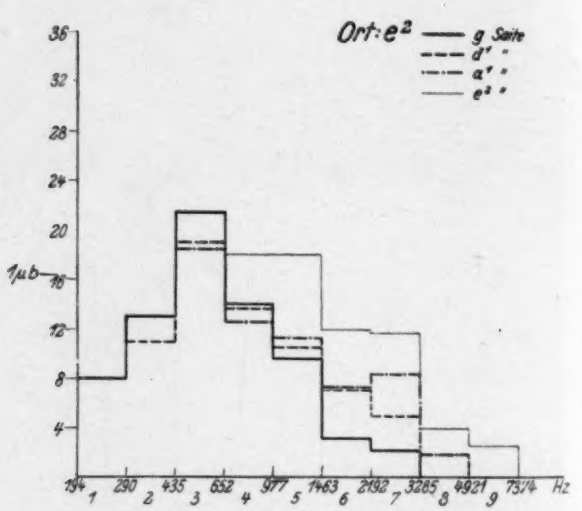


Abb. 8 d

Abb. 8a—d. Mittlere Schalldrucke zum Einfluß der Saiten

der g- und d¹-Saite herrühren, überhaupt nicht mehr vorfinden und auch die Schalldrucke der a¹- Saite nur bis Bereich 8 reichen. Die Schalldrucke auf der e²-Saite sind immer besonders groß.

Daraus ergibt sich weiter zur Tabelle: Die Zunahme des Schalldruckes bei höheren Frequenzen von g- nach e²-Saite zu ist den Saiten selbst zuzuschreiben. Ebenso rühren die besonders starken Schalldrucke beim Spielen der e²-Saite von der e²-Saite selbst her. Schließlich wird nunmehr auch das eigenartige Verhalten der g-Saite: größere Schalldrucke im Bereich 3, Übergangsgebiet, kleinere bei hohen Frequenzen, klar. Die kleineren Schalldrucke bei hohen Frequenzen rühren von der Saite selbst her, die großen im Bereich 3 aber vom Ort der g-Saite auf dem Steg. Damit sind in großen Zügen die wesentlichsten Schalldruckunterschiede innerhalb vierfacher Frequenzkurven, dem Ziele der Arbeit entsprechend, auf ihre zwei Hauptursachen — die Saiten selbst und den Ort der Saiten auf dem Steg — zurückgeführt.

Die gezeigten Frequenzkurven lassen darüber hinaus noch eine Reihe von teils gar nicht so unbedeutenden Schlüssen zu. Dazu wäre aber ein Eingehen auf Einzelheiten unter stärkerer Heranziehung der Frequenzkurven normaler Darstellung (Abb. 2a bis e) notwendig und in besonderen Fällen auch die Beschränkung auf Kurven, zu deren Gewinnung nur zwei annähernd gleichhoch gespannte benachbarte Saiten ausgetauscht werden mußten, die kleinen Fehler, die wir durch Vernachlässigung der Spannung und Lage der nichtgespielten Saiten machten (vgl. Anm. 23), also auch ausgeschaltet sind. Ein solches Vorgehen würde aber hier zu weit geführt haben.

Ziel weiterer Arbeiten müßte es nun sein, die tieferen Ursachen der von Saite zu Saite veränderlichen Schalldrucke aufzudecken, also z. B. festzustellen, warum die Saiten allein dafür maßgebend sein können, daß der Schalldruck von der g- nach der e^2-Saite zu ansteigt und inwiefern eine Verlegung des Ortes der Erregung auf dem Steg von rechts nach links u. U. beträchtlich größere Schalldrucke im Frequenzbereich 3 hervorrufen kann. Auf die wahrscheinlichen tieferen Ursachen des Ortseinflusses (unsymmetrischer Innenbau der Geige, Bedeutung der genauen Lage der nahe den Stegfüßen vorbeilaufenden Knotenlinien) konnte hier nur hingewiesen werden. Auch kann zum Saiteneinfluß nur angedeutet werden, daß nach dem Ergebnis des Vorversuches über den Einfluß der Saitenqualität der Anstieg des Schalldruckes von der g- nach der e^2-Saite zu von der verschiedenen Länge der vier Saiten bei gleicher Tonhöhe herrührt; die kürzere Saite gibt die kleineren Schalldrucke. Die besonders hohen Schalldrucke der e^2-Saite sind dagegen auf ihre besonders hohe Spannung zurückzuführen.

Anhang: Über die Bedeutung der Richtwirkung einer Geige für die aufgenommenen Frequenzkurven

Die Bedeutung der Richtwirkung wurde notwendigerweise gleich zu Beginn aller Frequenzkurvenaufnahmen behandelt (Anm. 4, vgl. hierzu auch Anm. 6), „um wenigstens für eine Ebene ein genaueres Bild der Fehler zu bekommen, die man möglicherweise macht, wenn man von der in einer Richtung aufgenommenen Frequenzkurve auf das Verhalten der Geige in anderen Richtungen schließt". Dazu wurde eine Vorrichtung gebaut, die es ermöglichte, kontinuierliche Richtcharakteristiken von Geigen mit geringstem Zeitaufwand und sogar automatisch aufzunehmen. Beispielsweise wurde auch eine solche Aufnahme wiedergegeben. Die seinerzeitigen Messungen zeigten, daß Geigen bei tiefen Frequenzen — Geigenkörper klein gegen die abgestrahlte Wellenlänge! — nach allen Richtungen annähernd gleichmäßig, mit steigender Frequenz aber mehr und mehr selektiv strahlen. Sie wiesen weiter darauf hin, „daß sich Geigen normaler Bauweise bei tiefen und mittleren Frequenzen (über hohe Frequenzen s. u.) in ihren Richtcharakteristiken nicht erheblich voneinander unterscheiden werden".

Diese Ergebnisse sind für die Frequenzkurvenaufnahme von Bedeutung. Man bekommt zwar durch die Messungen nicht die gesamte Abstrahlung, aber die Unterschiede, die zwischen verschiedenen Geigen festgestellt werden, bestehen darnach im wesentlichen auch in anderen Richtungen, das ist das Entscheidende. Damit stimmen auch gut Ergebnisse subjektiver Beurteilungen von Geigen überein, die nacheinander im normalen Raum, im Hallraum und im gedämpften Raum durchgeführt wurden. Sie zeigten, daß eine Geige, die im normalen Raum schärfer oder weicher oder dunkler usw. als eine andere klingt, dasselbe auch im gedämpften Raum oder im Hallraum tut, wobei sich die Geigen nicht einmal stark zu unterscheiden brauchen.

Nicht jede Richtung eignet sich allerdings für die Frequenzkurvenaufnahme gleich gut. Es ist nicht empfehlenswert, eine Richtung zu wählen, in der oder in deren unmittelbarer Nähe sich öfters ausgesprochene Minima befinden, so daß mehrere Eigenfrequenzen nicht oder viel zu wenig erfaßt werden. Dadurch ist z. B. die Normalenrichtung zur Decke ausgezeichnet. Geeigneter sind dagegen Richtungen im Winkel von etwa 45° zur Normalen auf die Decke, in der sich öfters Maxima oder Schalldrucke mittlerer Größe finden (vgl. dazu außer Anm. 4 auch Anm. 6, Abb. 2). Da eine dieser Richtungen (in unserer Bezeichnungsweise 315°, Anm. 4) annähernd mit der zusammenfällt, die von den Geigen der ersten Geiger eines Orchesters oder von der Geige eines Solisten direkt in die Zuhörerschaft führt, ist diese Richtung nicht nur physikalisch, sondern auch musikalisch bevorzugt und wurde deshalb gewählt. Die Untersuchungen über die zu wählende Richtung wurden ebenfalls zu Beginn der Frequenzkurvenaufnahmen durchgeführt. Die Ergebnisse über die Änderung der Richtcharakteristiken mit der Frequenz, über die annähernde Übereinstimmung der Richtcharakteristiken verschiedener Geigen bei tiefen und mittleren Frequenzen und über die zu wählende Richtung sind neben anderen früher gemachten Angaben wesentliche Bestandteile des gesamten Verfahrens der Frequenzkurvenaufnahme.

Und nun zu den hohen Frequenzen. Schon früher (Anm. 4) wurde auf Grund umfangreicher Untersuchungen darauf hingewiesen, „daß u. U. durch Messungen in einer Richtung einige der hohen Eigenfrequenzen überhaupt nicht gefunden werden", und (Anm. 8) „daß sich deutlich ausgeprägte regelmäßig vorkommende Resonanzgebiete wegen des Auftretens starker Richtwirkung über 3000 Hz nicht angeben lassen". Das ist ohne weiteres ver-

ständlich und beeinträchtigt die Frequenzkurvenaufnahme in einer Richtung nicht, sofern sie sich nicht gerade zum Ziele setzt, genaue Aussagen über Frequenzlage und Stärke einzelner Eigenfrequenzen über 3000 Hz machen zu wollen. Aber darauf kam es bisher nie an, und es dürfte auch in Zukunft wenig darauf ankommen. Alle diese Eigenfrequenzen über etwa 3000 Hz sind schwach ausgeprägt — wenigstens bei guten und sehr guten Geigen — und sehr zahlreich. Es ist nun gänzlich gleichgültig, ob ein Maximum oder Minimum bei solchen hohen Frequenzen etwas höher oder tiefer liegt; denn alle Geigenklänge haben in diesem hohen Frequenzgebiet Teiltöne, und diese liegen dort so dicht, daß jeder Punkt der Frequenzkurve musikalisch von Bedeutung ist. Eine kleine Verschiebung eines solchen Maximums der Frequenzkurve bedeutet also weiter nichts, als z. B. eine geringe Amplitudenvergrößerung eines hohen Teiltones auf Kosten eines benachbarten Teiltones eines Klanges oder eine ähnliche für den Klangeindruck der Geige völlig unbedeutende Angelegenheit. Damit ist auch die mangelnde Bedeutung der Richtwirkungserscheinungen bei hohen Frequenzen für die Frequenzkurvenaufnahme erklärt; denn die Aufnahme der Frequenzkurve in einer etwas anderen Richtung bedeutet für die hohen Frequenzen mit ihren starken und praktisch regellosen Richtwirkungserscheinungen nichts anderes, als eine solche (bedeutungslose) Verschiebung einiger Resonanzmaxima und Minima. Entscheidend für den Klangeindruck einer Geige ist dagegen und ohne jeden Zweifel die Größe der Schalldrucke bei hohen Frequenzen im allgemeinen, der mittlere Schalldruck. Das ist selbstverständlich, wenn man sich vergegenwärtigt, daß z. B. großer mittlerer Schalldruck bei hohen Frequenzen der Frequenzkurve bedeutet, daß alle Klänge der Geige starke hohe Teiltöne besitzen.

Für tiefe und mittlere Frequenzen gilt das im vorigen Abschnitt Gesagte wegen der weiten Lage der musikalisch gebrauchten Frequenzen (Anm. 8, S. 95) nicht so ohne weiteres. Dort kann ein Maximum oder Minimum sehr wohl so verschoben werden, daß es seine musikalische Bedeutung stark ändert. Dort hat deshalb die genaue Lage der Maxima oder Minima, wenn auch nicht im allgemeinen, so doch für einzelne Klänge, sehr erhebliche Bedeutung. Wegen der geringen Richtwirkung bei diesen Frequenzen bedeutet aber dort die Aufnahme in einer anderen Richtung keine Verschiebung von Resonanzmaxima oder Minima, so daß also auch für tiefe und mittlere Frequenzen keine Bedenken bestehen, die Frequenzkurven in einer Richtung aufzunehmen und allgemeinere Schlüsse zu ziehen.

Man kann noch daran denken, Frequenzkurven und Richtcharakteristiken einer Ebene zusammen aufzunehmen, um ein Bild der Gesamtabstrahlung für diese Ebene zu bekommen. Darauf wurde ebenfalls bereits hingewiesen, und es wurden sogar für eine ganze Frequenzkurve die zugehörigen Richtcharakteristiken beispielsweise gezeigt (Anm. 4, Abb. 4a und Abb. 16). Da sich aber doch bei tiefen und mittleren Frequenzen die Richtcharakteristiken verschiedener Geigen wenig unterscheiden, und, wie wir eben sahen, auch die Verhältnisse bei hohen Frequenzen ein solches Vorgehen nicht nahelegen, wurde darauf verzichtet, das immer so zu tun.

Aufschlußreich für viele Fragen würden dagegen Frequenzkurven sein, die mit nicht zu großem Winkelabstand über den gesamten Raum verteilt sind. Da man aber hierzu bei einem Winkel von 30°, der etwa ausreichen würde, 62 Frequenzkurven aufnehmen muß (Anm. 4, S. 69), verbieten sich vorläufig solche Messungen wegen des zu großen Arbeitsaufwandes von selbst. Dagegen würden Messungen im Hallraum bei tragbarem Arbeitsaufwand ein Bild der Gesamtabstrahlung geben. Sie würden zwar nicht, wie die 62 Einzelkurven, das Eingehen auf wichtige Einzelheiten des Schallfeldes zulassen, aber einen sehr erwünschten allgemeinen und unmittelbaren Überblick über die Gesamtabstrahlung geben. Davon kann man sich heute nur indirekt ein Bild machen. Danach werden die Frequenzkurven im Hallraum größere Schalldrucke zeigen, und vor allem werden wegen der mit der Frequenz zunehmenden Selektivität der Abstrahlung die Schalldrucke bei tiefen Frequenzen in stärkerem Maße erhöht werden als bei hohen. Der Aufnahme von Frequenzkurven im Hallraum stellen sich erhebliche Schwierigkeiten in den Weg, die im Auftreten stehender Wellen begründet liegen. Doch sind Arbeiten begonnen worden, diese Schwierigkeiten zu beseitigen.

Für tatkräftige Unterstützung der vorliegenden Untersuchungen durch leihweise Überlassung wertvoller Geigen sei auch an dieser Stelle Frau MILLI BERBER, den Herren Prof. Dr. H. FASSBENDER und Prof. KARL KLINGLER sowie der Firma Emil Herrmann herzlich gedankt. Ebenso danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Gewährung einer Sachbeihilfe.

(Eingegangen am 31. Januar 1940.)

PATENTSCHAU

Bearbeitet von Heinrich Kösters

159.

Deutsches Patent Nr. 691 114, patentiert ab 10. 11. 1933, ausgegeben am 17. 5. 1940

Compania Fundadora Fotoliptofono S. A. in Buenos Aires

Lichttonaufzeichnung in Zackenschrift

Zur Vermeidung des Grundgeräusches bei Lichttonaufzeichnungen schwärzt man bekanntlich den lichtdurchlässigen Teil der Tonspur. In dem Patent wird vorgeschlagen, diese Schwärzung einfach durch einen dunklen geraden Strich oder eine Schraffur entsprechend Abb. 1 zu erzielen. Die Aussteuerungsspitzen sollen hierbei ruhig überdeckt werden. Die eintretende „Vergröberung" der Tonwiedergabe soll angeblich unerheblich sein.

Man hat den Eindruck, daß durch diesen schwarzen Strich mühsame Fortschritte der Schallaufzeichnungstechnik einfach wieder ausgestrichen werden.

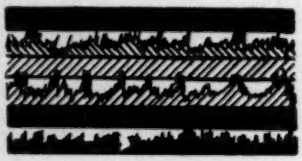


Abb. 1. Zackenschrift mit Abdeckung des lichtdurchlässigen Teiles

160.

Deutsches Patent Nr. 691 566, patentiert ab 2. 6. 1935, ausgegeben am 30. 5. 1940

Siemens & Halske AG. in Berlin-Siemensstadt, Fritz Ulrich

Schwingspule für elektrodynamischen Lautsprecher

Die Schwingspule soll nach dem Patent durch Aufspritzen eines leitenden Belags auf einen nichtleitenden Zylinder hergestellt werden. Durch Einschleifen einer Spirale lassen sich auch mehrere Windungen herstellen.

161.

Deutsches Patent Nr. 692 696, patentiert ab 30. 11. 1937, ausgegeben am 25. 6. 1940

Allgemeine Electricitäts-Gesellschaft in Berlin, Dipl.-Ing. E. Sohn und Dr. rer. nat. O. Grabke.

Verfahren zur trägheitsfreien Aufzeichnung von Frequenzänderungen elektrischer Schwingungen

Bei dem Verfahren zur Aufzeichnung von Melodiekurven nach GRÜTZMACHER und LOTTERMOSER wird bekanntlich zunächst jede Halbwelle des Grundtones in eine gleich hohe Spannungsspitze umgewandelt und dann mit dieser Spannungsspitze unter Benutzung eines Thyratrons eine gleichmäßig ansteigende Spannung ausgelöst. Durch die folgende Spannungsspitze wird der Spannungsanstieg wieder unterbrochen und die Spannung abgeschaltet. Die Größe der Spannung ist dann ein Maß für den Abstand zweier Halbwellen und damit ein Maß für die Frequenz. Nach dem vorliegenden Patent soll an Stelle der Thyratronschaltung eine Schaltung nach Abb. 2 benutzt werden. Die im Generator *F* erzeugten Spannungsspitzen laden den Kondensator *C* über den Gleichrichter *G* ohne Verzögerung auf. Der Kondensator wird gleichzeitig über dem Widerstand *R* entladen. Die Zeitkonstante von *C* und *R* liegt dabei etwas unterhalb der tiefsten aufzuzeichnenden Frequenz. Je größer der Abstand der Impulse ist, um so weiter ist die Entladung des Kondensators beim Eintreffen des nächsten Impulses fortgeschritten. Die Spannungsschwankung am Kondensator ist also ein Maß für den Abstand der Spannungsspitzen und die Frequenz.

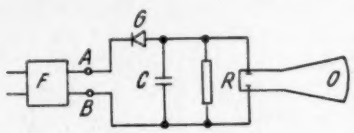


Abb. 2. Gerät zur Anzeige von Frequenzänderungen

162.

Deutsches Patent Nr. 692 745, patentiert ab 6. 6. 1935, ausgegeben am 26. 6. 1940

Siemens & Halske AG. in Berlin-Siemensstadt, F. Ulrich und A. Schaaf

Magnetsystem für elektrodynamische Lautsprecher

Um die Streuung des Magnetfeldes bei einem dynamischen Lautsprecher zu vermeiden, wird der

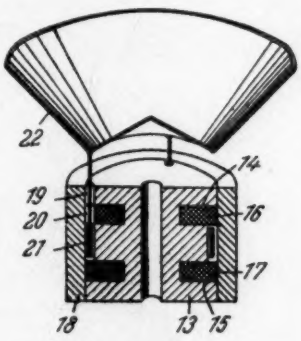


Abb. 3. Elektrodynamischer Lautsprecher

Luftspalt in das Innere das Magneten verlegt. Ein Ausführungsbeispiel ist in Abb. 3 dargestellt. In dem gestrichelt gezeichneten Magneten befinden sich zwei gegensinnige Wicklungen 16 und 17, die im Spalt 21 einen gleichsinnigen Magnetfluß erzeugen. In dem Spalt 21 befindet sich die Schwingspule, die mit Hilfe einiger Stege 20 die Membran 22 antreibt. Bis auf die für die Streuung unwesentlichen Löcher 19 ist der Magnet allseitig geschlossen.

153.

Deutsches Patent Nr. 692.817, patentiert ab 26.19.1934, ausgegeben am 27.6.1940

Zeiss-Ikon AG. in Dresden

Einrichtung zur Klangfarbenbeeinflussung elektrischer Tonwiedergabe-Apparaturen

Das Patent beschreibt eine am Ausgang des Verstärkers liegende Tonblende, die durch geeignete Reihen- und Parallelschaltung von Kapazitäten und Induktivitäten einen gleichbleibenden Scheinwiderstand besitzt.

SCHRIFTTUM

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

H. Geffcken und H. Richter, **Die Photozelle in der Technik.** Deutsch-Literarisches Institut J. Schneider, Berlin-Tempelhof. Mit 122 Abbildungen und 6 Tafeln. 3. Aufl. Preis kart. 2,— RM.

Das Buch schildert die vielseitigen Verwendungsmöglichkeiten der Photozelle in kurzer, exakter Form. Die verschiedenen Zellenarten werden erläutert, wobei die Photozelle und die Sperrschichtphotozelle, erstere meist in Verbindung mit Verstärkeranordnungen, besondere Beachtung finden. Auf die Beschreibung des Grundsätzlichen betr. Hochvakuum- und Gaszellen, Farbempfindlichkeit usw. folgt die Besprechung der Anwendungen in Tonfilmtechnik, Bildtelegraphie und Technik als Meß- und Steuergerät (Belichtungsmesser, Lichtschranke). Einige Tafeln mit Meßskizzen von gebräuchlichen Zellen beschließen das Büchlein, dessen dritte Auflage von der guten Aufnahme zeugt, die es gefunden hat. Lottermoser

John C. Steinberg and Mark B. Gardner. **On the Auditory Significance of the Term Hearing Loss.** J. Acous. Soc. Am. 11 (1940), S. 270.

Mit „Hörverlust" bezeichnet man den Betrag in db, um den die Hörschwelle eines schwerhörigen Ohres gegenüber der eines normalen erhöht ist. In der Arbeit wird untersucht, welche Bedeutung der „Hörverlust" praktisch für das Hören hat.

Bei Laboratoriumsversuchen mit Schwerhörigen, die ein gesundes und ein geschädigtes Ohr hatten, ergab sich die schon bekannte Tatsache, daß der Verlust an Lautstärkeempfindung von der Art der Schwerhörigkeit abhängt. Bei reiner Leitungsschwerhörigkeit sind alle Kurven gleicher Lautstärke um den gleichen Betrag gehoben wie die Hörschwelle. Bei reiner Nervenschwerhörigkeit wird der Unterschied in der Lautstärke gegenüber einem normalen Ohr um so geringer, je mehr die Lautstärke über die erhöhte Hörschwelle gesteigert wird. Der Hörverlust ist also im ersten Fall eine ausreichende Kennzeichnung für den Lautstärkeverlust, im zweiten Fall nicht. Die gleiche Erhöhung der Schwelle für reine Töne und das rasche Anwachsen der Lautstärkeempfindung mit der Steigerung der Lautstärke über die Schwelle zeigt sich übrigens auch beim normalen Ohr, wenn außer dem Ton noch ein verdeckendes Geräusch gleichbleibender Lautstärke auf das Ohr gegeben wird.

Die Fähigkeit, Sprache zu verstehen, wird durch die Silbenverständlichkeit charakterisiert. Diese hat für einen Normalhörenden folgenden Verlauf. Bei 20 phon beträgt sie 25%, steigt dann geradlinig an bis zu 90% bei 40 phon und hat bei 70 phon ein flaches Maximum von 98%. Die Versuche mit Schwerhörigen ergaben, daß die Silbenverständlichkeitskurven für beide Arten der Schwerhörigkeit ungefähr um den mittleren Betrag des Hörverlustes bei den Frequenzen 512, 1024, 2048 und 4096 Hz zu größeren Lautstärken verschoben sind. Außerdem nimmt das erreichbare Maximum mit dem Grad der Schwerhörigkeit ab. Trägt man aber den Lautstärkepegel für das normale Ohr über dem für das geschädigte Ohr für gleiche Lautstärke bzw. für gleiche Silbenverständlichkeit auf, so ergeben sich große Unterschiede. Bei überwiegender Leitungsschwerhörigkeit decken sich die Kurven ungefähr. Bei Nervenschwerhörigkeit steigt die Kurve gleicher Lautstärke rasch an, während der Lautstärkepegel für gleiche Silbenverständlichkeit bei Steigerung über die Schwelle des geschädigten Ohres um gleiche Beträge wie der des normalen Ohres zunimmt. Der Hörverlust ist also in jedem Fall ein ausreichendes Maß zur Kennzeichnung der Sprachverständlichkeit. Die gleichen Ergebnisse wie bei Nervenschwerhörigkeit erhält man bei einem normalen Ohr und einem verdeckenden Geräusch.

Der United States Public Health Service hat 1936 in 12 Kliniken in verschiedenen Teilen der Vereinigten Staaten die Hörschwelle von über 9000 Personen gemessen. Die schwerhörigen Personen mußten angeben, in welchem Maß sie im täglichen Leben beim Verstehen von Sprache beeinträchtigt sind. Bei einem mittleren Hörverlust von 25 db im Hauptsprachfrequenzgebiet kann man Sprache in öffentlichen Räumen nicht verstehen, bei 45 db direkte Unterhaltung, bei 65 db Sprache über das Telephon. 85 db bedeuten vollständige Taubheit für Sprache.

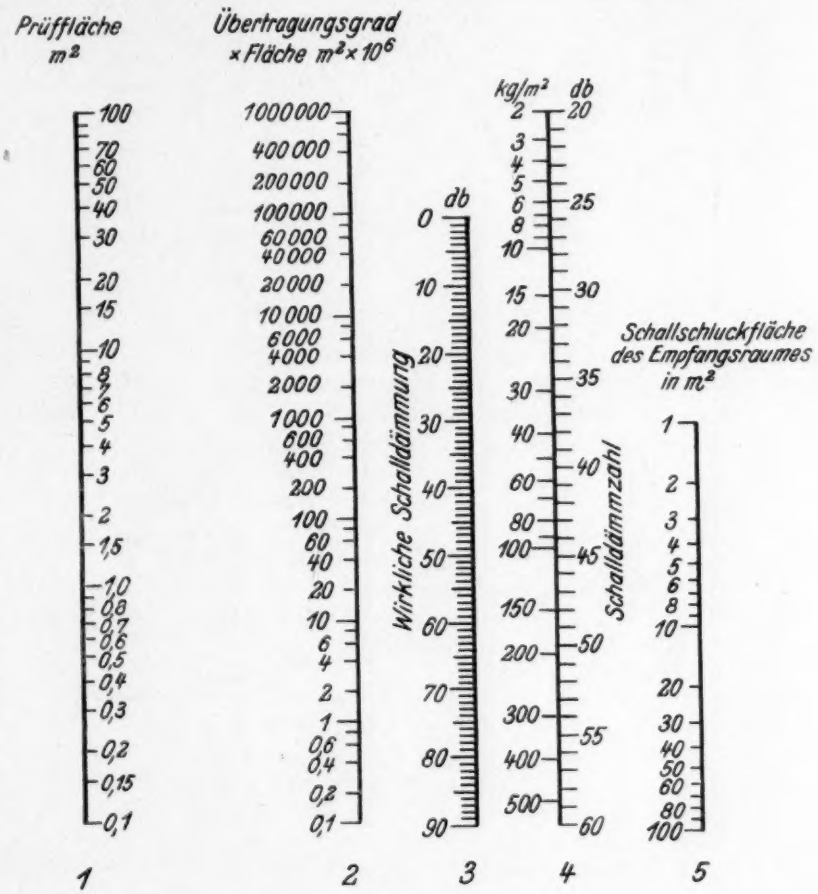
Die Kurve für den Hörverlust Null des bei allen Messungen benutzten Gerätes (Western Electric 2 A audiometer) liegt 10—20 db über der absoluten Hörschwelle, die mit jungen, sehr geübten Beobachtern unter nur im Laboratorium möglichen Bedingungen gemessen wurde. Daß die Abweichung unter normalen Bedingungen und für ungeübte Beobachter berechtigt ist, zeigen die oben erwähnten Hörschwellenmessungen in großem Umfange für Normalhörende. Der mittlere Hörverlust betrug dabei 6 db.

W. KUHL

Nomogram relating to sound transmission through partitions. Engineering Jan. 27. (1939), S. 110.

In dieser Arbeit gibt A. E. KNOWLER ein Nomogramm zur schnellen Ermittlung der Schalldämmung verschiedener Bauelemente und kombinierter Wände. In dem nebenstehenden Nomogramm wurden die englischen Maßeinheiten in entsprechende deutsche Einheiten umgerechnet. Die angegebenen Werte sind Messungen an Einfachwänden von CONSTABLE und ASTON entnommen und entsprechen annähernd der in anderen Laboratorien gefundenen Abhängigkeit der Schalldämmung vom Wandgewicht. Die Mittlung der Schalldämmzahlen wurde hier jedoch im Bereich 200—2000 Hz ausgeführt; dadurch lassen sich gewisse Abweichungen erklären. Das Nomogramm gilt lediglich für Einfachwände im erweiterten akustischen Sinne. Es lassen sich folgende Aufgaben graphisch lösen.

Bei einer zusammengesetzten Wand (z. B. Wand mit Tür oder Fenster) kann der Anteil jedes einzelnen Bauelementes am Übertragungsgrad (Verhältnis der übertragenen zur einfallenden Schalleistung) abgelesen werden. Durch Summierung der einzelnen Anteile ergibt sich der gesamte Übertragungsgrad. Man verbindet dazu die Flächengröße der Wand oder Teilwand (Spalte 1) mit der Schalldämmzahl der Wand oder dem Wandgewicht je m² (Spalte 4) durch eine Gerade und liest in Spalte 2 den Übertragungsgrad ab. Hat man eine zusammengesetzte Wand, so führt man die beschriebene Operation für beide Teilwände aus und summiert die abgelesenen Werte des Übertragungsgrades. Die zu diesem Übertragungsgrad und der Gesamtwandfläche gehörige Schalldämmzahl erhält man aus den Spalten 1, 2 und 4. Eine Berücksichtigung der Schallschluckung des



Empfangsraumes gibt Spalte 5. Verbindet man den Wert der gefundenen Summe für den Übertragungsgrad mit dem Wert der Schallschluckeinheiten des Empfangsraumes, so erhält man die wirkliche Schalldämmung der Wandkombination in Spalte 3.

L. KEIDEL

Analysis of World's Fairs' Hearing Tests. Bell Labor. Rec., Dezember 1939.

Auf der Weltausstellung in New York und der Golden-Gate-Ausstellung in St. Francisco war durch das Bell System die Möglichkeit einer Hörprüfung

geboten. Die dadurch zur Verfügung stehenden etwa dreiviertel Millionen Protokolle ermöglichen einen Überblick über die Hörfähigkeit der Gesamtbevölkerung, während die bisherigen Unterlagen auf Messungen mit nur einigen tausend Personen beruhten.

Der Besucher bekam zu zwei verschiedenen Prüfungen Anweisungen und Prüfworte bzw. Töne durch einen Telephonhörer gegeben. Die eine Prüfung gab nur einen Überblick über die Fähigkeit, gesprochene Worte zu verstehen. Es wurden zwei Reihen von 12 Zahlenpaaren in abnehmender Lautstärke durchgesagt. Die gehörten Zahlen wurden auf eine Karte geschrieben. Bei der zweiten Prüfung wurde der Ton a in 5 Oktaven von 440—7049 Hz in je 9 Stufen mit abnehmender Lautstärke einmal bis dreimal gegeben. Der Hörer hatte auf eine Karte zu schreiben, wie oft er jeden Ton gehört hatte. Die Karten wurden, nachdem Geschlecht, Haarfarbe und Alter in 5 Gruppen zwischen 10 und 60 Jahren vermerkt worden waren, auf Schmalfilm photographiert. Im Laboratorium wurden die Angaben vom Film auf Lochkarten übertragen, die mit Maschinen nach verschiedenen Gesichtspunkten ausgewertet wurden.

Der Hörverlust bei zunehmendem Alter wird auf die Mittelwerte aller Personen der Altersgruppe 20—29 Jahre bezogen. Die Ergebnisse sind u. a. folgende. Bei mittleren Frequenzen ist die Hörfähigkeit in der Jugend für Frauen und Männer gleich. Die Abnahme bis zur höchsten Altersstufe beträgt bei 880 Hz 7 db für Männer und 10 db für Frauen. Bei 3520 Hz ist die Empfindlichkeit für Männer schon in der Gruppe 20—29 Jahre 4 db kleiner als die für Frauen und nimmt zur höchsten Gruppe hin um 24 db ab, die der Frauen dagegen nur um 13 db.

Die Streuungen um den Mittelwert liegen bei 880 Hz für die zweite Altersgruppe in einem Bereich von $\pm$ 15 db. Der Bereich wird in geringem Maß mit zunehmendem Alter, in starkem Maß mit zunehmender Frequenz größer. Der Vergleich von Prüfungen zu verschiedenen Tageszeiten ließ keinen Schluß auf irgendwelche Ermüdung im Hören zu.

Für die Möglichkeit, Sprache zu verstehen, ist hauptsächlich die Empfindlichkeit bei 440, 880 und 1760 Hz maßgebend. Eine mittlere Herabsetzung um 25 db (bei 4% der Personen) erschwert das Hören in Sälen und Kirchen, eine von 45 db (bei 0,8%) das Hören bei direkter Unterhaltung und eine von 65 db (bei 0,25%) macht große Schwierigkeiten beim Hören mit dem Telephon. W. Kuhl

H. A. Chinn, D. K. Gannet und R. M. Morris. **A New Standard Volume Indicator and Reference Level.** Bell Syst. techn. J. 19 (1940), Nr. 1, S. 94.

In der Rundfunk- und Fernsprechtechnik ergeben sich wegen der Verschiedenheit der Eichmethoden und der Eigenschaften der benutzten Aussteuerungsanzeigegeräte häufig Schwierigkeiten bei einem Vergleich der ermittelten Aussteuerungswerte. Um diesen Mangel zu beseitigen, wurde in einer gemeinsamen Entwicklungsarbeit der Columbia Broadcasting System, National Broadcasting Company und Bell Telephone Laboratories ein neues Aussteuerungsanzeigegerät entwickelt und genormt.

In der Arbeit werden in aller Ausführlichkeit die technischen Einzelheiten des Gerätes beschrieben und die Wahl bestimmter Elemente des Gerätes bei verschiedenen Möglichkeiten eingehend begründet. Dabei war der Gesichtspunkt ausschlaggebend, daß das neue Gerät einerseits nicht zu teuer, andererseits aber auch allgemein und praktisch gut verwendbar sein soll.

Die Anforderungen, die an ein Aussteuerungsgerät, das den Normungsbedingungen genügt, zu stellen sind, werden in einigen Hauptforderungen zusammengefaßt: Im Gerät soll z. B. eine Doppelweg-Gleichrichtung benutzt werden. Die Unterteilung und Beschriftung der Skala des Anzeigeinstrumentes ist genau vorgeschrieben. Dabei wird außer einer Prozentskala eine neu eingeführte Skalenbezeichnung, die sogenannte „vu"-Skala, verwendet. Das Gerät soll 100 Skt. bzw. 0 vu, die bei 71 % der Gesamtlänge des Skalenbogens markiert sind, anzeigen, wenn es parallel zu einem Widerstand von 600 Ohm liegt, in welchem eine sinusförmige Wechselstromleistung von 1 mW bei 1000 Hz verbraucht wird. n vu werden angezeigt, wenn die Leistung n db größer als 1 mW ist. Die Empfindlichkeit der Anzeige soll von 35—10000 Hz von derjenigen bei 1000 Hz um weniger als 0,2 db und von 25—16000 Hz um weniger als 0,5 db abweichen. Beim plötzlichen Anlegen einer Spannung von 1000 Hz, die dauernd bei 100 Skt. angezeigt wird, soll der Zeiger des Instrumentes in 0,3 sec 99 Skt. erreichen und mindestens auf 101 Skt., aber höchstens auf 101,5 Skt. überschwingen.

Neben diesen Hauptforderungen werden noch eine Reihe spezieller Anforderungen an das Aussteuerungsgerät aufgeführt, die sich z. B. auf die Überlastbarkeit des Instrumentes, den Temperatureinfluß, die Verwendung von magnetischem Material, die Farbe der Skala usw. beziehen. Für eine nieder- und eine hochohmige Ausführungsform werden die Schaltbilder angegeben, die sich beim Zusammenbau des Instrumentes mit einem Stufenregler als zweckmäßig erwiesen haben.

Das beschriebene Aussteuerungsgerät mit der hierfür speziell eingeführten „vu"-Skala ist von den beiden größten Rundfunk-Gesellschaften Amerikas und der Bell System Company als Norm anerkannt worden und soll auch den Normausschüssen anderer Länder zur Annahme vorgelegt werden. Lippert

R. VERMEULEN, **Möglichkeiten für eine Weiterentwicklung der Geige.** Philips techn. Rdsch. 5 (Febr. 1940), S. 36—41.

Seit der Konstruktion der Geige im 16. Jahrhundert sind die Anforderungen an ihre Lautstärke gestiegen. Eine brauchbare Methode zur Lautstärkeerhöhung einer Geige ist daher notwendig. Die oft angewandte Methode, in die Nähe des Instrumentes ein Mikrophon zu bringen und mit Verstärker und Lautsprecher zu verbinden, läßt zu wünschen übrig, weil das Schallfeld in der Nähe der Geige anders ist als beim Zuhörer. Die Abnahme der Schwingungen des Geigenkörpers und ihre Wiedergabe nach Verstärkung krankt daran, daß die Abnahmestellen manchmal mit Knotenlinien zusammenfallen und daher kein gutes Bild der Gesamtabstrahlung vermitteln. Nach dem Verf. ist dagegen der Steg eine Stelle der Geige, an der alle Schwingungen mit Sicherheit angetroffen werden. Dort erfolgt daher mittels eines geeignet konstruierten Kristalltonabnehmers die Abnahme der Schwingungen. Sie werden auf den Steg einer anderen Geige gegeben, und diese Geige strahlt dann im Prinzip denselben Klang aus, wie wenn sie durch die Saitenschwingungen der ersten Geige zum Klingen gebracht worden wäre. Es bietet keine Schwierigkeiten, auf diese Weise gleichzeitig mehrere Geigen durch einen Spieler zum Klingen zu bringen und dadurch zu einer Lautstärkeerhöhung zu gelangen. Insbesondere ist es möglich, die Geige eines Solisten gegenüber dem Orchester in genügendem Maße hervorzuheben.

Die beim Spielen mehrerer gleichartiger Instrumente auftretende Chorwirkung beruht z. T. auf einer Vergrößerung der strahlenden Fläche und auf verschiedenen Klangfarben der einzelnen Instrumente. Die vorgeschlagene elektrische Erregung bringt dasselbe mit sich, so daß sich die Änderung des Klanges nicht nur auf die Erhöhung der Lautstärke beschränken wird. Ob die weiteren Änderungen zulässig sind oder sogar eine Verbesserung bedeuten, kann auf Grund der bisherigen Laboratoriumsversuche nicht entschieden werden.

MEINEL

MITTEILUNGEN DES DEUTSCHEN AKUSTISCHEN AUSSCHUSSES

Es wird gebeten, Einwendungen gegen den nachstehenden Entwurf zu dem Normblatt „Meßgerät für DIN-Lautstärken" bis spätestens zum 1. Januar 1941 dem Deutschen Akustischen Ausschuß, Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Berlin NW 87, Franklinstr. 22, zuzusenden.

An der Ausarbeitung des Entwurfes waren beteiligt die Herren: BENECKE, BRAUN, VON BRAUNMÜHL, L. CREMER, FRANK, GOSEWINKEL, GRÜTZMACHER, HARTMANN, JANOVSKY, KÖSTERS, E. LÜBCKE, E. MEYER, U. SCHMIDT, TRAGE, F. TRENDELENBURG, WALLOT.

GRÜTZMACHER

Meßgerät für DIN-Lautstärken

DIN Entwurf E 5045

Richtlinien

Die DIN-Lautstärke ist definiert als die Anzeige des nachstehend beschriebenen Meßgerätes. Meßgeräte, die die folgenden Bedingungen erfüllen, werden als DIN-Lautstärkemesser bezeichnet.

1. Meßbereich

Der Gesamtmeßbereich kann in mehrere einzelne Meßbereiche aufgeteilt werden. Die Teilmeßbereiche sollen mindestens 20 phon umfassen. Die Überlappung der Meßbereiche soll mindestens 5 phon betragen. Werden in zwei anstoßenden Bereichen etwas verschiedene Werte angezeigt, so soll der größere gelten. Anzeigen des Gerätes sind nur gültig, wenn sie mindestens um 3 phon über einer von nichtakustischer Anregung herrührenden Anzeige liegen.

2. Skale

Die Skale soll in phon geeicht sein. Eine gleichmäßige Unterteilung der Skale in Phonwerte soll angestrebt werden. Die angezeigten Werte sind auf einen Schalldruck von $2 \cdot 10^{-4}$ μb ($2 \cdot 10^{-4}$ dyn/cm^2) für die Frequenz 1000 Hz zu beziehen.

3. Bewertungskurven

Für den ganzen Lautstärkenbereich werden 3 Bewertungskurven festgelegt. Für diese 3 Kurven sind die Empfindlichkeitsunterschiede im Frequenzbereich zwischen 30 und 8000 Hz gegenüber der

Deutscher Akustischer Ausschuß

Empfindlichkeit bei 1000 Hz in der Zahlentafel und in dem Kurvenblatt angegeben; desgleichen gestrichelt die zulässigen Abweichungen. Außerhalb des angegebenen Bereiches darf die Empfindlichkeit nicht über die Werte an den Grenzen (bei 30 und 8000 Hz) steigen. In dem Bereich über 60 phon soll die Kurve 1 verwendet werden, zwischen 30 und 60 phon nur die Kurve 2 und unter 30 phon nur die Kurve 3.

Die Kurven 1, 2, 3 werden zwangsläufig den angegebenen DIN-Lautstärkebereichen zugeordnet. Wenn ein Teilmeßbereich in mehrere solche Zuordnungsbereiche fällt, soll diejenige Bewertungskurve gelten, in deren Gebiet der größte Teil des Meßbereiches liegt.

Bewertungskurven für DIN-Lautstärkemesser

Hz	Empfindlichkeitsunterschied in db gegenüber der Empfindlichkeit bei 1000 Hz			
	Kurve 1 (über 60 phon)	Kurve 2 (30—60 phon)	Kurve 3 (unter 30 phon)	Zulässige Abweichung in db
30	—20	—40	—54	—7 +4
60	—10	—27	—40	—3 +3
125	—4	—16	—27	—3 +3
250	—2	—8	—15	—3 +3
500	—1	—3	—5	—3 +3
1000	0	0	0	—3 +3
2000	+1	+3	+2	—3 +3
4000	+1	+2	+2	—7 +4
8000	—3	—3	—3	—11 +6

4. Additionsgesetz

Die verschiedenen Komponenten eines Geräusches sollen nach Leistung addiert werden, d. h. das Gerät bildet den Effektivwert.

5. Dynamische Eigenschaften

Die Anzeige des Gerätes soll folgende Eigenschaften haben:

1. Das Überschwingen soll höchstens 1 db betragen.
2. Der Ausschlag für einen 1000 Hz-Impuls von einer Dauer von 200—250 m/sec soll gleich dem Ausschlag für den 1000 Hz-Dauerton gleicher Amplitude sein.
3. Der Ausschlag für einen 1000 Hz-Impuls von einer Dauer von 100 m/sec soll mindestens 1 db geringer als der Ausschlag für einen 1000 Hz-Dauerton gleicher Amplitude sein.

Diese Eigenschaften sollen in jedem Teil der Skale vorhanden sein.

6. Richtkennlinien

Das Mikrophon soll ein Druckempfänger sein. Es soll so klein sein, daß möglichst keine Einfallrichtung bevorzugt wird.

7. Eichung

Die Eichung des DIN-Lautstärkemessers soll im Schallfeld einer ebenen fortschreitenden Welle, deren Schalldruck vor dem Einbringen des zu eichenden Gerätes eingestellt wird, ausgeführt werden. Die absoluten Eichwerte bei der Frequenz 1000 Hz sollen auf ± 1 db mit Eichung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt übereinstimmen. Zur laufenden Überwachung der Empfindlichkeit soll dem Gerät eine auf ± 2 phon konstante Schallquelle beigegeben werden, mit der es möglich ist, die Empfindlichkeit des Gerätes einschließlich Mikrophon akustisch zu prüfen.

8. Anwendung

Mit den vorstehenden Richtlinien ist nur das Gerät genormt, das am Aufstellungsort seines Mikrophons DIN-Lautstärken mißt, nicht jedoch die Meßbedingungen, wie Mikrophonaufstellung, Meßentfernung, Raumwirkung. Diese Bedingungen sind bei der Anwendung des Gerätes auf den verschiedenen Gebieten zu berücksichtigen und bei der Mitteilung von Meßergebnissen anzugeben.

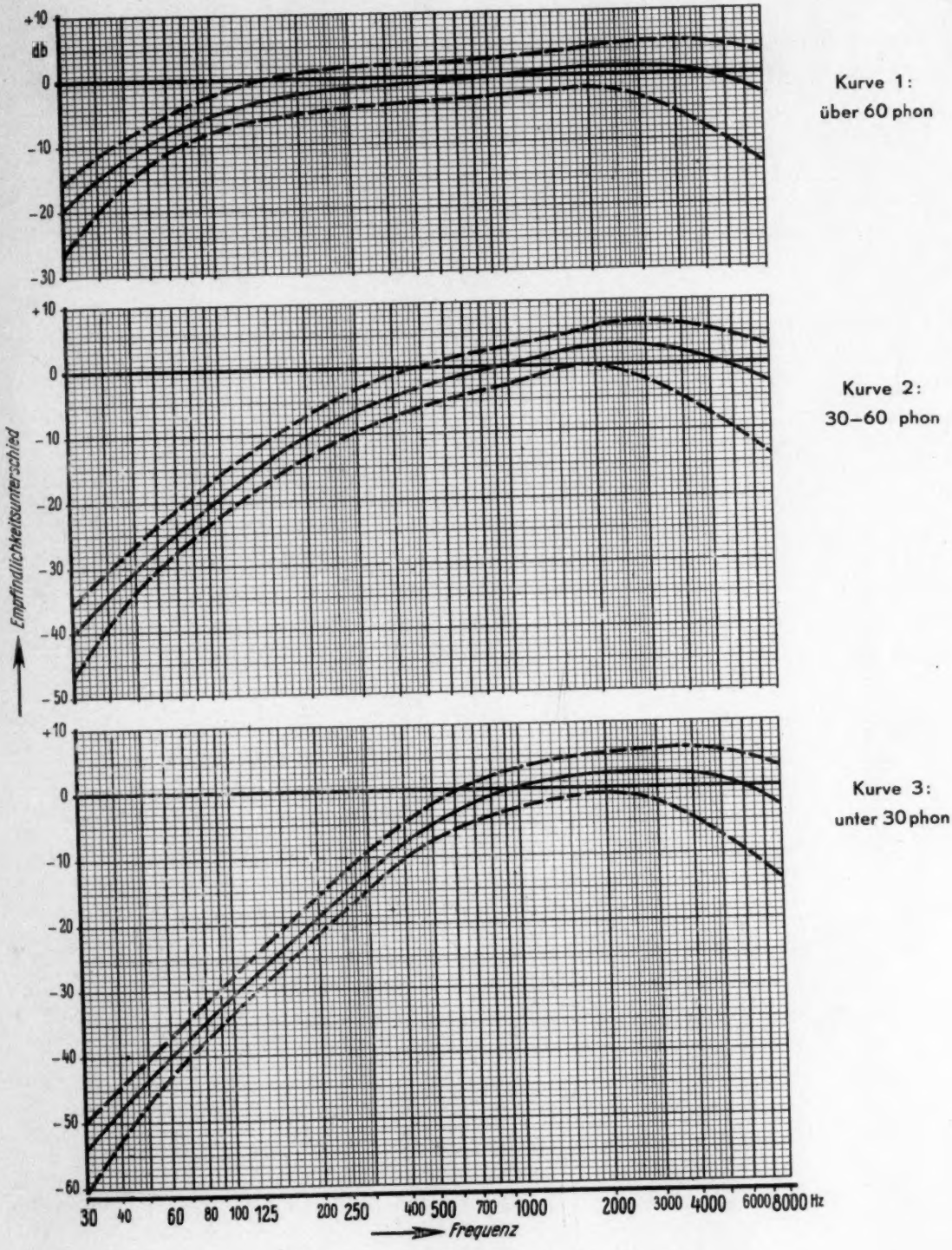
Bemerkung

Dieser Entwurf berücksichtigt gegenüber dem Entwurf v. 25. 9. 1936 (Akust. Z. 2 (1937), S. 54 u. 55, Heft 1) die Beschlüsse der ersten Tagung des Zwischenstaatlichen Akustischen Ausschusses (ISA 43) zu Paris im Juni 1937 und die Richtlinien des CCIF für Raumgeräuschmesser, die auf der Osloer Tagung im Juni 1938 angenommen worden sind. Die Grundzüge des ersten Entwurfes sind übernommen worden.

Die festgelegten Werte sind das Ergebnis zahlreicher Untersuchungen über die objektive Messung von Lautstärken. Sie sind so gewählt worden, daß einerseits die Meßwerte des Gerätes, das die Richtwerte einhält, hinreichend genau mit subjektiv gemessenen Werten übereinstimmen, andererseits aber der notwendige technische Aufwand mit der angestrebten Genauigkeit in Einklang bleibt.

Bei großen Lautstärken und großer Frequenzbandbreite, also auch bei stark spitzenhaltigen Geräuschen, ist eine Abweichung im Sinne einer zu niedrigen Anzeige zu erwarten. Deshalb sollen die mit dem genormten Gerät gemessenen Werte als DIN-Lautstärken bezeichnet werden.

Die Nachbildung der Ohreigenschaften ist auf das notwendige Maß beschränkt worden. Die Frequenzbewertungskurven sind dabei gegenüber den Kurven von H. Fletcher und W. A. Munson (J. Acous. Soc. Am. 5 (1933), S. 82) vereinfacht. Für die Festlegung der dynamischen Eigenschaften des Anzeigegerätes für Töne kurzer Dauer wurden die Messungen von G. von Békésy (Phys. Z. 30 (1929), S. 118) herangezogen.



Bewertungskurven für DIN-Lautstärkemesser